PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 7 — 1. April 1931 — 32. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 9 am 14. April 1931.

INHALT:

Originalmitteilungen:

L. Bewilogua, Interferometrische Messungen an einzelnen Molekeln der Chlor-Substitutionsprodukte des Methan. S. 265.

R. Heilbrun und E. Turowski, Schaltstörungen bei Heizkissen-Sicherungen. S. 282.

L. Bergmann, Über eine neue Selen-Sperrschicht-Photozelle. S. 286.

V. Kondratjew, Über die Existenz eines 2 voltigen Terms des Quecksilberatoms. S. 288.

Vorträge von der 12. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 6. und 7. Januar 1931 in Dresden.

W. Steubing, Über den Effekt von gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern auf die Balmerlinien des Wasserstoffs. S. 290.

F. Bloch, Zur Theorie der Magnetisierungskurve ferromagnetischer Einkristalle. S. 290.

E. H. L. Meyer und Gg. Otterbein, Dipolmoment und Kerreffekt. S. 290.

E. H. L. Meyer, Ramaneffekt und Assoziation. S. 293.

H. Joachim, Die Lichtverteilungskurven optischer Bilder. S. 296.

Besprechungen:

W. Müller, Mathematische Strömungslehre. S. 296.

Gg. Jahn, Radiotechnik VII: Die Sender. S. 297.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1931. S. 297.

Berichtigung. S. 304.

Tagesereignisse. S. 304.

Personalien. S. 304.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Interferometrische Messungen an einzelnen Molekeln der Chlor-Substitutionsprodukte des Methan.

Von L. Bewilogua[1]).

Inhalt.

§ 1. Einleitung.
§ 2. Theoretische Grundlagen.
§ 3. Bisherige Messungen.
§ 4. Versuchsanordnung.
§ 5. Korrektionen.
§ 6. Auswertung der Aufnahmen.
§ 7. Ergebnisse.
§ 8. Diskussion der Ergebnisse.
Literaturangaben.

§ 1. Einleitung.

Die Chemiker sind schon vor langer Zeit, ausgehend besonders von der Vorstellung der Valenz und von den Beobachtungen der Isomeren, zu räumlichen Modellen für die Molekeln gekommen. Zur physikalischen Nachprüfung dieser Anschauung gab es bisher keine direkte Methode.

Die ersten ungefähren Aufschlüsse bekam man auf Grund der kinetischen Gastheorie. Aus Messungen der inneren Reibung und aus der van der Waalsschen Gleichung kann man Atom- und Molekeldurchmesser unter gewissen Annahmen berechnen.

In neuester Zeit erwiesen sich die elektrischen Messungen als besonders aufschlußreich.

Die Untersuchung der Wirkungsquerschnitte gestattet hauptsächlich über den äußeren Teil der Molekel genaue Aussagen, wie besonders Ramsauer und Brüche gezeigt haben.

Die Bestimmung elektrischer Momente, wie sie auf Grund der Debyeschen Theorie möglich geworden ist, hat zu sehr präzisen Aussagen über die Form der Molekeln geführt.

Offen bleibt auch bei diesen Methoden noch die Frage nach der Größe innermolekularer Abstände.

Für den Spezialfall der zweiatomigen Molekel kann man aus dem Trägheitsmoment, das aus den ultraroten oder Ramanspektren entnommen werden kann, den Abstand genau bestimmen.

Die direkteste Methode für die Abstandsbestimmung scheint die durch Interferenzen mit Röntgenstrahlen zu sein, da die Atomdimensionen von der Größenanordnung der dabei gebräuchlichen Wellenlängen sind.

Die Messungen an Kristallen stellen jedoch keine geeignete Methode dar; denn bei den Atom- oder Ionengittern verliert der Begriff der Molekel überhaupt seinen Sinn, und bei den Molekelgittern ist es durchaus nicht sicher, ob die Größe der Abstände im Kristall gegenüber der freien Molekel unverändert bleibt. Überdies ist selbst in diesem Fall eine genaue Analyse der innermolekularen Abstände sehr schwierig und nicht immer eindeutig, da hierbei hauptsächlich der Abstand von Molekel zu Molekel, d. h. eine von der inneren Struktur unabhängige Größe, für das Interferenzbild maßgebend ist.

1) Leipziger Dissertation.

Die Debyesche Theorie der Zerstreuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern aus dem Jahre 1915 (1)[1]) schien darauf hinzudeuten, daß die Untersuchung von Flüssigkeiten eine Abstandsmessung ermöglichen sollte. Er untersuchte deshalb mit Scherrer 1916 die Streuung an flüssigem Benzol (2) und fand Interferenzen. Als es gelang, die gleichen Erscheinungen auch an Flüssigkeiten mit einatomigen Molekeln zu beobachten, gaben Debye (1920) (3) und Keesom (1923) (4) unabhängig die Erklärung, daß nicht nur die innere Struktur, sondern überwiegend die äußere Umgebung der Molekel für den Effekt verantwortlich sei. Auch die lange Zeit von verschiedenen Autoren vertretene Auffassung (5a, 5), daß für das etwaige Auftreten zweiter oder dritter Ringe die innere Struktur allein maßgebend sei, ist nicht ohne weiteres richtig, wie die Versuche an flüssigem Quecksilber von Prins (6) und von Debye und Menke (7) zeigen. Eine Bestimmung innermolekularer Abstände wird nur in den wenigen Fällen, wo man die Anordnung der Molekeln in der Flüssigkeit kennt, auf Grund einer genauen Diskussion des Intensitätsverlaufes möglich sein. Die theoretische Ermittlung dieser Anordnung ist aber bisher überhaupt nicht gelungen. Dagegen haben Debye und Menke die Atomverteilung in flüssigem Quecksilber experimentell mit Hilfe von Röntgenstrahlen bestimmen können. Nur insofern als die Annahme gemacht wird, daß die räumliche Verteilung von nahezu kugelförmigen Molekeln ähnlich sein wird, kann die innere Struktur ebensolcher Molekeln aus dem Flüssigkeitsbilde entnommen werden.

Wesentlich bequemer und vor allem frei von allen Annahmen kann man die innere Struktur ermitteln, wenn man nach dem Vorschlag von Debye (1925) (8) die beiden Effekte experimentell trennt, indem man Gase bei gewöhnlichem Druck untersucht. Hier ist die Entfernung der einzelnen Molekeln voneinander so groß, daß sie sich gegenseitig nicht mehr beeinflussen können. Nach der Theorie müssen aber die festen Abstände in der Molekel trotz regelloser Orientierung ein Interferenzbild liefern, aus dem man auf ihre Größe schließen kann.

Es ist die Aufgabe der vorliegenden Arbeit, über Versuche zu berichten, die zum ersten Male solche Interferenzen nachweisen konnten und damit eine Mikroskopie der Molekel ermöglichten, die nicht nur zur Bestimmung von Abständen führt, sondern auch über feinere Fragen der Struktur Auskunft zu geben vermag.

§ 2. Theoretische Grundlagen.

Für die theoretische Behandlung grundlegend ist die Erkenntnis von Debye, daß zur Erzeugung einer beobachtbaren Interferenzerscheinung das Auftreten fester Abstände zwischen streuenden Zentren genügt, ohne daß diese sich periodisch wiederholen müssen, wie etwa beim Kristall. Er konnte in seiner Arbeit über Streuung von Röntgenstrahlen aus dem Jahre 1915 (1) zeigen, daß die Interferenzen, die durch regelmäßige Anordnung von Bausteinen im Innern eines Teilchens hervorgerufen werden, trotz regelloser Orientierung der Teilchen nicht verschwinden, daß also Zerstreuungsversuche ein Bild vom Innern des Teilchens liefern sollten. Dabei zog er den Effekt, der durch die Wirkung der Teilchen aufeinander bewirkt wird, nicht in Betracht. Er wandte diese Rechnungen damals an auf die Streuung des Einzelatoms, in dem er die Elektronen auf einen Ring vom Radius a gleichmäßig verteilt. Für den Spezialfall der zweiatomigen Molekel erhielt Ehrenfest (9) gleichzeitig und unabhängig das gleiche Ergebnis.

1925 zog Debye (8) auch noch die Wechselwirkung zwischen benachbarten Teilchen mit in Betracht, um zu zeigen, daß diese im Fall der Flüssigkeit nahezu allein maßgebend ist (äußerer Effekt), und daß sie im Falle des Gases verschwindet, daß also nur in diesem Falle eine direkte Messung der inneren Struktur von Molekeln möglich ist.

Im ersten Teil dieser Arbeit betrachtet er die Molekeln als starre Kugeln. Nach der klassischen Theorie kann er sofort die Amplitude E der gestreuten Welle angeben bei gegebener Anordnung der streuenden Teilchen in einem bestimmten Augenblick:

$$E = \psi \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_n e^{i\mathfrak{s}(\mathfrak{d}, \mathfrak{r}_n)},$$

dabei bedeutet R, bzw. $\mathfrak{r}_n$ den Abstand des Aufpunktes, bzw. des streuenden Teilchens vom Koordinatenanfangspunkt, $\mathfrak{s} = \mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0$; $s = 2 \sin \frac{\vartheta}{2}$ charakterisiert den Winkel zwischen Einfalls- ($\mathfrak{S}_0$) und Streurichtung ($\mathfrak{S}$), ψ ist die Streufunktion des Teilchens. Um die beobachtbare Intensität zu erhalten, ist es nur nötig, den Mittelwert $I_m = E\bar{E}$ zu bilden über eine Zeit, die groß ist gegen die für den Austausch der einzelnen Lagen notwendigen.

Dieser kann unter den folgenden zwei Voraussetzungen leicht bestimmt werden:

1. Die Dichte ist nicht sehr groß, so daß es noch gestattet ist, immer nur zwei Teilchen zu betrachten.

2. Die Molekeln können alle Stellungen zueinander einnehmen, nur nicht ineinander eindringen, d. h. sie sind starre Kugeln vom Radius a.

[1]) Literaturnachweis s. am Schluß S. 281.

Er erhält

$$I_{ml} = \frac{\psi^2}{R^2}\left[1 - \frac{\Omega}{V}\Phi(2ksa)\right]; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$\Phi(u) = \frac{3}{u^3}(\sin u - u\cos u);$$

λ Wellenlänge der einfallenden Strahlung

dabei Ω = Gesamtvolumen der Wirkungssphären aller Teilchen,

V = Gesamtvolumen der Flüssigkeit oder des Gases.

Es genügt also schon der Raumbedarf der Molekeln, um ein Beugungsmaximum hervorzubringen (äußerer Effekt).

Im zweiten Teil wird der interessantere Fall behandelt, daß die das Teilchen darstellende Kugel aus zwei gleichen Kugeln im Abstand l besteht. Die Berechnung der Amplitude und die Mittelwertbildung wird analog dem ersten Teil ausgeführt, dabei werden alle Orientierungen der Verbindungslinie zweier Bausteine als gleichwahrscheinlich vorausgesetzt. Er erhält als Gesamtintensität:

$$I_{ml} = \frac{4N}{R^2}\left|\frac{1}{2}\left[1 + \frac{\sin ksl}{ksl}\right] - \frac{\Omega}{V}\left(\frac{\sin\frac{ksl}{2}}{\frac{ksl}{2}}\right)^2\Phi(2ksa)\right|.$$

Für den Fall von Gasen unter gewöhnlichem Druck ist $\frac{\Omega}{V}$ von der Größenordnung 1×10^{-3}, d. h. es bleibt nur der innere Effekt übrig, der eine Ausmessung der Molekel ermöglicht.

In dieser Formel sind zwei Faktoren außer acht gelassen worden, die sich beide mit wachsendem $s = 2\sin\frac{\vartheta}{2}$ (denn dieses s und nicht der Streuwinkel ϑ selbst ist die maßgebende Variable) ändern, aber im Gegensatz zu dem oben betrachteten Glied vom Bau der Molekel unabhängig sind.

Der eine berücksichtigt den Umstand, daß die einfallende Strahlung natürliches Licht darstellt und durch Streuung unter 90° vollständig polarisiert wird. Das ergibt nach den Überlegungen der klassischen Theorie den Faktor $\frac{1+\cos^2\vartheta}{2}$. Daß die in der Antikathode erzeugte charakteristische Strahlung keine Polarisation zeigt, ist für *Mo-K*-Strahlung von Bearden (10) und Wollan (11) und für *Fe-K*-Strahlung von Haas (12) ionometrisch, für *Cu-K*-Strahlung von Mark und Wolf (13) photographisch nachgewiesen worden.

Von weit höherem Interesse ist der zweite Faktor. Er trägt dem Umstande Rechnung, daß sich die Atome nicht wie strahlende Punkte verhalten (14). Diese Tatsache hat v. Laue in seiner ursprünglichen Theorie durch die Einführung der Größe ψ berücksichtigt, über die er aber keine nähere Auskunft gibt. Sehr bald schon wurden Ansätze gemacht, aus der Ladungsverteilung das Streuvermögen des Einzelatoms abzuleiten. Dabei wird von allen Autoren jedes Elektron als Ausgangspunkt einer Kugelwelle aufgefaßt, entsprechend den Überlegungen von J. J. Thomson für freie Elektronen, sodann wird unter Berücksichtigung der Anordnung der Elektronen über das Atom summiert.

Zuerst hat das Darwin (15) in seiner Theorie der Reflexion von Röntgenstrahlen getan, um die Befunde an Kristallen zu deuten. Wesentlich eingehender behandelt Debye (1) das Problem in seiner Arbeit von 1915 und betont als erster, daß damit eine Möglichkeit eröffnet sei, das Atominnere experimentell zu erforschen. Beide Autoren rechnen mit Elektronen, die auf Bohrschen Ringen angeordnet sind. Die zahlreichen späteren Arbeiten (16) stellen nur eine Modifikation dieser Rechnungen auf Grund der inzwischen durch optische Erfahrungen veränderten Vorstellungen über den Atombau dar.

Man kann mit Hilfe der klassischen Theorie der Streuung leicht ausrechnen, wie Ladungsverteilung $v(r)$ und Streufunktion $\psi(u)$ zusammenhängen (14). Ganz allgemein gilt unter der Voraussetzung kugelsymmetrisch verteilter Ladungen, d. h. abgeschlossener Schalen:

$$\Phi(u) = \int_0^\infty v(r)\,4\pi r^2\,dr\,\frac{\sin ksr}{ksr}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$s = 2\sin\frac{\vartheta}{2}; \quad \psi = Z\cdot\Phi(u)$$

r ist der Abstand der Ladungselemente vom Atomkern der Ordnungszahl Z, $u = ksr$. Die Amplitude f der gestreuten Welle in großem Abstand R ist dann:

$$f = \frac{1}{R}\frac{e^2}{mc^2}Z\cdot\Phi$$

e, m Ladung, Masse des Elektrons,
c Lichtgeschwindigkeit.

Die zahlreichen hauptsächlich von der Braggschen Schule ausgeführten Messungen an Kristallen zeigen einen glatten Abfall, während die mit Bohrschen Modellen gerechneten Kurven Maxima und Minima aufweisen (16, 17). Diese verschwinden sofort, wenn man eine weniger konzentrierte Elektronenanordnung voraussetzt, wie sie von der neuen Quantentheorie vorgeschlagen wird.

Als Ladungsverteilung wird man dabei mit Vorteil die von Thomas (18) und Fermi (19)

angegebene benutzen, da diese für jedes Atom gilt und also auch eine allgemein verwendbare Streukurve liefert. Die Besonderheiten des Atoms verschwinden dabei natürlich. Da wir aber mit der bei unseren Versuchen verwandten Wellenlänge nahe an der Grenze des Auflösungsvermögens sind und die Genauigkeit der Intensitätsmessung nur etwa ± 5 Proz. beträgt, kann man das unbedenklich tun.

Fermi behandelt die Atomelektronen als entartetes Gas und findet für die Dichte ν der Elektronen:

$$\nu = \frac{Z}{4\pi a^3}\left(\frac{\varphi(x)}{x}\right)^{3/2};$$

$$a = \frac{1}{Z^{1/3}} \cdot \left(\frac{3}{32\pi^2}\right)^{2/3} \frac{h^2}{2me^2} = \frac{0{,}47}{Z^{1/3}}\ \text{Å.E.}$$

Hierbei ist a ein für das Atom mit der Ordnungszahl Z charakteristischer Radius, den er als Längeneinheit benutzt: $x = \frac{r}{a}$; $\varphi(x)$ ist das Potential in Einheiten des Grundpotentials $V_0 = \frac{Z \cdot e}{a}$.

Daraus folgt:

$$\Phi(u) = \frac{1}{u}\int_0^x \frac{\varphi^{3/2}}{x^{1/2}} \sin ux\, dx,$$

wo $u = 4\pi \frac{a}{\lambda} \sin\frac{\vartheta}{2}$.

Durch Einsetzen des entsprechenden a-Wertes

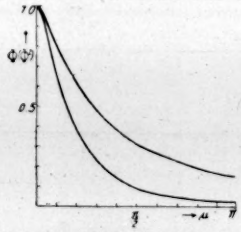

Fig. 1.

kann man also für jedes Atom die Streukurve angeben. Der allgemeine Verlauf ist in Fig. 1 aufgezeichnet.

Eine Verfeinerung dieser Rechnungen, die auch die Eigenheiten jedes Atoms wiedergibt, hat Hartree (20) mit der Methode des self-consistent field erhalten. Für die Streukurven bedeutet dies nur einen weniger raschen Abfall für sehr große Winkel.

Vergleicht man die aus Kristallmessungen unter Berücksichtigung der Wärmebewegung im Kristallgitter abgeleiteten Kurven mit unserer theoretischen, so findet man gute Übereinstimmung. Wir drucken hier zwei uns im Hinblick auf später besonders interessierende Fälle ab.

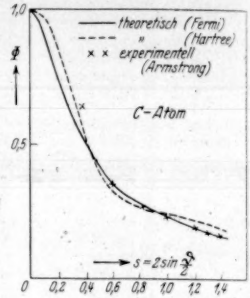

Fig. 2.

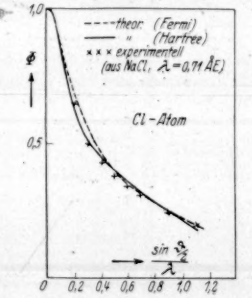

Fig. 3.

Fig. 2 zeigt die Streuung des C-Atoms aus Beobachtungen am Diamant (21). Figur 3 die des Chlor aus Messungen an $NaCl$ (22).

Die Autoren haben ihre Ergebnisse mit den Hartreeschen Rechnungen verglichen, die zum Vergleich mit eingezeichnet sind. Man sieht, daß die Beobachtungen durch die beiden theoretischen Kurven innerhalb der Versuchsgenauigkeit gut wiedergegeben werden. (Bei Cl ist die Fermirechnung für das Atom, die Hartreesche Theorie für das Ion Cl^- gemacht.)

Wegen der Schwierigkeiten, die bei Kristalluntersuchungen durch Extinktion und Wärmebewegung hervorgerufen werden, ist es interessant, die Streufunktion von Quecksilber, wie sie aus den Messungen von Scherrer und Stäger (23) an Hg-Dampf erhalten wird, mit unserer Theorie zu vergleichen, da hierbei keine Korrekturen anzubringen sind. Wie Fig. 4 zeigt, ist auch hier die Übereinstimmung befriedigend.

Die Fermiverteilung stellt also für unsere Zwecke das Elektronengebäude im Atom genügend genau dar.

Für mehratomige Molekeln trifft die oben gemachte Voraussetzung kugelsymmetrischer Ladungsverteilung sicher nicht zu. Da die die Bindung besorgenden Elektronen sehr weit vom Kern entfernt sind, ist ihr Beitrag zur Streuung gering.

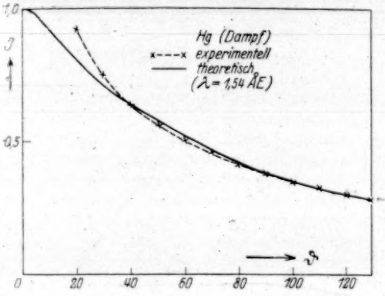

Fig. 4.

Den Verlauf der Streukurven in Abhängigkeit vom Kernabstand der beteiligten Elektronen kann man sehr gut aus Rechnungen ersehen, wie sie James und Mitarbeiter (24) für Aluminiumkristalle nach der Hartreemethode gemacht haben. Es zeigt sich, daß der Beitrag der äußeren Elektronen nur bei so kleinen Winkeln merklich ist, die experimentell nicht mehr zugänglich sind. Wir können also unbedenklich so rechnen, als hätten wir eine Zusammensetzung freier Atome ohne gemeinsame Elektronen.

Man weiß heute, daß alle mit Röntgenstrahlen erhaltenen Interferenzerscheinungen auch mit Elektronen beobachtet werden können, und zwar wegen der viel stärkeren Wechselwirkung mit der Materie in wesentlich größerer Intensität. Es ist deshalb vielleicht von Interesse, die ψ-Kurven für Elektronen und Röntgenstrahlen zu vergleichen. Für die Amplitude f_E der von einem Atom mit der Kernladungszahl Z gestreuten Elektronenwelle in großem Abstand R gilt:

$$f_E = \frac{1}{R}\,\frac{e^2}{2mv^2}\,Z\,\frac{1-\Phi}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}} \qquad \text{(Bethe, Mott (25))}$$

e, m, v Ladung, Masse, Geschwindigkeit der Elektronen, Φ die Streukurve des Atoms für Röntgenstrahlen nach Fermi.

Benutzt man hier, wie bei Röntgenstrahlen nicht $\sin\frac{\vartheta}{2}$, sondern $u = 4\pi\,\frac{a}{\lambda}\,\sin\frac{\vartheta}{2}$ als Variable, so gilt:

$$f_E = \frac{1}{R}\cdot\frac{e^2}{2mv^2}\cdot\frac{(4\pi a)^2}{\lambda^2}\cdot Z\cdot\frac{1-\Phi}{u^2}.$$

Mit

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad \text{(de Broglie)}$$

und

$$a = \frac{1}{Z^{1/3}}\cdot\left(\frac{3}{32\pi^2}\right)^{2/3}\frac{h^2}{2me^2} \quad \text{(Fermi)}$$

erhält man:

$$f_E = \frac{1}{R}\cdot 8{,}3\cdot 10^{-9}\cdot Z^{1/3}\,\frac{1-\Phi}{u^2} = \frac{1}{R}\cdot C\cdot Z^{1/3}\,\Psi.$$

In Fig. 5 ist Ψ neben Φ dargestellt. Der Verlauf hat sich experimentell bestätigen lassen (26). Man erkennt aus der Figur, daß, entgegen gelegentlichen Bemerkungen, die Φ-Kurve der Röntgenstrahlen für die Beobachtung von Interferenzen günstiger verläuft; denn je steiler der Abfall der Streukurve ist, um so ungünstiger werden die Interferenzmaxima beeinflußt.

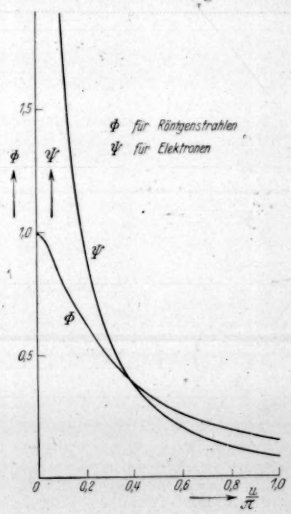

Fig. 5.

Es muß noch ein letzter Punkt betrachtet werden. Genau wie im Kristall die Atome oder Ionen Wärmeschwingungen ausführen, geschieht dies auch in der Molekel. Debye (27) hat 1913 unter der Annahme harmonischer Schwingungen diesen Einfluß theoretisch erfaßt. Die Erfahrungen (28) stimmen recht gut mit den Rechnungen überein, wenn man eine von Waller (29) angegebene Modifikation noch berücksichtigt. Es soll jedoch dieser Einfluß in einer späteren Arbeit theoretisch und experimentell näher diskutiert werden. Neben einer exakteren Darstellung der Streukurve darf man davon wohl

eine Messung der Amplitude der Wärmebewegung erwarten, die wiederum Schlüsse auf die Bindungskräfte gestatten würde.

Die oben angegebene Formel der Punkttheorie muß nach diesen Betrachtungen ersetzt werden durch die folgende:

$$I = I_0 \cdot \frac{1}{R^2} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1+\cos^2\vartheta}{2} \sum_i \sum_j \psi_i \psi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}},$$

$$x_{ij} = 4\pi \frac{l_{ij}}{\lambda} \sin\frac{\vartheta}{2},$$

wobei zugleich der oben betrachtete Spezialfall einer aus zwei gleichen Atomen aufgebauten Molekel verallgemeinert worden ist auf eine aus n, eventuell verschiedenen Atomen bestehende. Entsprechend ist l_{ij} der Abstand des i^{ten} Atoms (mit der Atomstreukurve ψ_i) vom j^{ten} Atom (mit ψ_j).

Man kann damit für jede Molekel die Streuintensität ausrechnen und umgekehrt aus vorliegenden Messungen die Molekelstruktur entnehmen, indem man jedem beobachteten s-Wert ein x/π zuordnet und die Gleichung $x/\pi = 2\, l_{ij}\, s/\lambda$ nach l_{ij} auflöst.

Die bisher vorgebrachten Überlegungen beziehen sich nur auf den kohärenten Anteil der Streustrahlung. Inkohärentes Licht tritt auf durch den Comptoneffekt und durch die Eigenstrahlung der Atome. Bei geeigneter Wahl der streuenden Substanz kann dieser Einfluß sehr klein gemacht werden.

Diese theoretischen Betrachtungen lassen erkennen, daß es von besonderer Bedeutung ist, für die orientierenden Versuche die richtige Substanz zu finden.

Einerseits soll der Strahler genügend schwer sein, um nicht durch zu geringe Konzentration der Ladungsverteilung, d. h. zu raschen Abfall der Φ-Kurve die Interferenzerscheinung zu verwaschen, und um den Einfluß der Comptonstreuung möglichst klein zu machen, andrerseits soll er seine Eigenfrequenzen nicht zu nahe bei der eingestrahlten Frequenz haben, da dann starke Absorption und intensive Emission inkohärenter Eigenstrahlung auftritt. Endlich sollen möglichst viele gleichartige Atome in gleichen Abständen zusammenwirken, außerdem darf er sich in der Nähe des Siedepunktes nicht zersetzen.

Diese Forderungen lassen die CCl_4-Molekel besonders geeignet erscheinen, da hier vier schwere Chloratome, deren Eigenfrequenz einer Wellenlänge von etwa 4 Å.E. entspricht, nach van 't Hoff in den Ecken eines regulären Tetraeders liegen. Darüber hinaus bietet CCl_4 den Vorteil, daß man bei gleichbleibender räumlicher Anordnung immer mehr zusammenwirkende Atome abbauen und auf diese Weise feststellen kann, wieviel Atome nötig sind, um noch eine erkennbare Interferenzerscheinung zu erzeugen (Untersuchung von $CHCl_3$, CH_2Cl_2, CH_3Cl).

Wir wollen zum Schluß die theoretische Streukurve von CCl_4-Dampf berechnen (Fig. 6). Aus

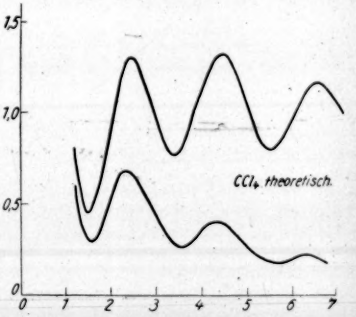

Fig. 6.

dem Tetraedermodell folgt, daß zwei Abstände in der Gleichung auftreten werden, l_{Cl-Cl} und l_{C-Cl}, für die die Beziehung gilt: $l_{C-Cl} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\, l_{Cl-Cl}$. Die Gleichung lautet dann unter Weglassung von Zahlenfaktoren:

$$I = 4\left\{\Phi_{Cl}^2\left[1 + 3\frac{\sin x}{x}\right] + 0{,}706\,\Phi_{Cl}\Phi_C\frac{\sin x'}{x'} + 0{,}031\,\Phi_C^2\right\},$$

$$x = k s\, l_{Cl-Cl}; \quad x' = k s\, l_{C-Cl}.$$

Um die Rechnung numerisch durchzuführen, ist es nötig für l_{Cl-Cl} einen ungefähren Wert anzunehmen, da alles auf die Variable $x = 4\pi\frac{l_{Cl-Cl}}{\lambda}\sin\frac{\vartheta}{2}$ bezogen werden soll. Wir haben angenommen $l_{Cl-Cl} = 3{,}0$ Å.E. (siehe § 7). Für die Atomstreukurven sind maßgebend $u = 0{,}183\, ks$ und $u = 0{,}258\, ks$ für Cl, bzw. C.

Zum Vergleich ist auch noch die nach der Punkttheorie berechnete Kurve eingetragen, in der also $\Phi_{Cl} = \Phi_C = 1$ ist. Neben einer Abnahme der Gesamtintensität bedingt, wie man sieht, die Berücksichtigung der Atomgröße eine charakteristische Verlagerung der Extrema.

§ 3. Bisherige Messungen.

Es liegt bereits eine Reihe von Arbeiten über die Streuung von Röntgenstrahlen an Gasen vor, die aber noch nicht zum erstrebten Ziele der Be-

stimmung von Atomabständen in der Molekel geführt haben.

Mark und Schocken (30) untersuchten 1927 auf Grund der Debyeschen Theorie die Streuung von Molybdänstrahlung an CO_2 und Ar ionometrisch. Sie finden, daß die Ergebnisse durch die Thomsonformel $\frac{1+\cos^2\vartheta}{2}$ darstellbar sind. Daß die Autoren keinen Interferenzeffekt fanden, liegt daran, daß

1. der Stoff ungünstig gewählt war. Die Atome C und O sind so leicht, daß durch den raschen Abfall des Atomformfaktors die Interferenzen sehr verwaschen werden. (Vgl. dazu den Artikel von Debye (14) und den experimentellen Befund von Gajewski (59) im Leipziger Institut, der die verwaschenen Maxima mit Cu-Strahlung beobachten konnte.)
2. die Wellenlänge ungeeignet ist. Für Mo-Strahlung liegt der zu erwartende Effekt im wesentlichen bei so kleinen Winkeln, wo die Autoren nicht mehr gemessen haben. (Sie messen erst von 30° ab). Überdies tritt bei so kurzen Wellen und leichten Atomen in dem untersuchten Bereich die Comptonstreuung schon in den Vordergrund.
3. die Meßpunkte nicht dicht genug gelegt sind. Es wird nur von 10 zu 10 Graden gemessen.

Die gleichen Erwägungen gelten für die Versuche von Barett (31). Er untersucht gleichfalls ionometrisch die Streuung an H_2, He, N_2, O_2, Ar, CO_2.

Die Wellenlänge ist hier noch kürzer als bei den Versuchen von Mark und Schocken, so daß, den Fall des Ar ausgenommen, die inkohärente Strahlung überwiegen dürfte. Der Autor bemerkt, daß seine Befunde den Debyeschen Überlegungen widersprächen. Die Berücksichtigung der Atomgröße gibt für alle Fälle wenigstens qualitative Übereinstimmung, wenn auch ein genauer Vergleich unmöglich ist, da der Anteil der Comptonstreuung nicht genau berechnet werden kann und der Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung nicht bekannt ist (er verwendet weißes Licht!).

Für die Untersuchung von Gray und Cave (32) gilt im wesentlichen das gleiche. Allerdings spielt bei ihnen der Comptoneffekt wegen der größeren Wellenlänge (ungefilterte Cu-Strahlung einer mittleren Wellenlänge von 1,50 Å.E.) eine geringere Rolle.

Die nach unseren ersten erfolgreichen Versuchen an CCl_4-Dampf erschienene Arbeit von Herzog (33) beschäftigt sich ebenfalls mit der Streuung an leichten Gasen. Er bestimmt ionometrisch mit der Crowtherschen (34) Nullmethode die Intensität der unter 90° gestreuten Strahlung, und zwar stets relativ zu Luft. Er kann dabei feststellen, daß

1. die Intensität von der Wellenlänge abhängt. Er benutzt weißes Licht einer Cu-, bzw. Mo-Antikathode mit einer mittleren Wellenlänge, die von 0,83 bis 1,15 Å.E. reguliert werden kann.
2. die Intensität nicht nur von der Zahl der Elektronen, sondern auch vom Bau der Molekel abhängt.

Damit kann er zwar das Auftreten von Interferenzen sicherstellen, aber keine Aussagen über die Atomabstände machen, da ja 90° nicht gerade einem charakteristischen Punkt der Streukurve entspricht. Wegen des festen Beobachtungswinkels und der größeren Wellenlänge ist bei ihm der Einfluß der Comptonstreuung ohne Bedeutung.

Nur erwähnt seien zwei Untersuchungen, die sich mit der Bestimmung des Atomformfaktors freier Gasatome befassen.

Die oben schon erwähnte Arbeit von Scherrer und Stäger (23) nimmt photographisch die von einem freien Hg-Dampfstrahl gestreute Intensität auf für Cu-K_α-Strahlung mit einer der ursprünglichen Debye-Scherrer-Anordnung für Flüssigkeiten analogen Apparatur.

Herzog (35) bestimmt ebenfalls photographisch das atomare Streuvermögen von Ar.

Auf die interessanten Versuche von Mark und Wierl (36), die mit Elektronen, etwa ein Jahr nach unseren Versuchen, unsere Befunde bestätigen konnten, werden wir im Zusammenhang mit unseren eigenen Ergebnissen noch zurückkommen.

§ 4. Versuchsanordnung.

A. Erzeugung der Strahlen.

Als Strahlenquelle dient ein Ionenrohr Haddingscher Bauart, die Strahlung tritt durch ein oder zwei mit Aluminiumfolie von 0,01 mm Dicke verschlossene Fenster aus.

Die Hochspannung wird durch einen Neo-Intensiv-Apparat von Siemens-Reiniger-Veifa mit zwei Öltransformatoren in Dessauerschaltung ohne Kondensatoren geliefert, der maximal $\pm$ 125 kV gegen Erde gibt. Zur Gleichrichtung dienen Ventilröhren von Phönix für 1,5 kW Leistung. Sie sind so geschaltet, daß nur die negative Spannung passieren kann.

Es stehen drei Antikathodenschliffe zur Verfügung, die überwiegend monochromatisches Licht der K_α-Linie aussenden. Normalerweise wird die Strahlung durch Filterung noch besser monochromatisch gemacht. Die gebräuchlichen Scheitelspannungen und Filter sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Antikathode	Wellenlänge K_α (Å.E.)	Scheitelspannung max. kV	Filter	Dicke in μ	Absorption (37) Proz. K_α	Proz. K_β
Kupfer	1,539	25	Nickelblech	10	35	93
Molybdän	0,71	40	Zirkonblech	70	55	94
Eisen	1,94	20	MnO_2-Pulver	11 mg/cm²	30	95

Wir sind der Firma Langbein-Pfanhauser-Werke A.-G. in Leipzig sehr dankbar für die Überlassung von 5 μ-Nickelfolie in größeren Mengen; dem Laboratorium von Philips in Eindhoven haben wir für ein Stück Zirkonblech zu danken.

B. Die Zerstreuungskammern.

Daß für die ersten orientierenden Versuche CCl_4 als streuende Substanz vorgesehen war, das bei etwa 80° C siedet und auf 1 cm Weg etwa 50 Proz. der einfallenden Cu-K_α-Strahlung absorbiert, war neben röntgenoptischen Gesichtspunkten von vornherein für die Konstruktion der Aufnahmeapparate bestimmend. Es mußte verlangt werden:

1. Kleines strahlendes Volumen.
2. Abschirmung fremder Sekundär- und Tertiärstrahlung.
3. Kleine Wege im Gas.
4. Heizbarkeit des Gasraumes.

Die einfachste Lösung schien die übliche Debye-Scherrer-Anordnung zu sein.

In der Mitte eines zylindrischen Filmes von etwa 120 mm Durchmesser befand sich ein mit dem zu untersuchenden Dampf gefülltes, dünnwandiges Glaskölbchen, dessen Dicke so bemessen war, daß die gesamte strahlende Glasmasse kleiner war als die des Gases. Dieses Kölbchen war mit einem Siedegefäß verbunden, in dem dauernd Dampf erzeugt wurde, und konnte durch aufsteigende warme Luft geheizt werden. Das Blendensystem war fest mit dem Filmträger verbunden.

Diese Methode hat, genau wie die des freien Dampfstrahles den Nachteil, daß die von Röntgenstrahlen durchsetzten großen Luftmassen eine so beträchtliche Schwärzung des Filmes hervorrufen, daß der eigentliche Effekt überdeckt wird.

Deshalb war es erforderlich, den Gasraum direkt an die Blende anzuschließen, wobei wegen 3. vermieden werden muß, daß sich die Blende mit Dampf füllen kann.

Die ersten erfolgreichen Versuche wurden mit einer nach diesen Grundsätzen ganz aus Metall gebauten Kammer erzielt, die schon in der Physikalischen Zeitschrift (38) beschrieben wurde, und die heute nur noch historisches Interesse hat.

Ein auf etwa 1 mm Durchmesser ausgeblendeter Röntgenstrahl durchsetzt in einer dosenförmigen Zelle das zu untersuchende Gas auf einer Strecke von etwa 2 cm und wird dann in einem Schieber absorbiert. Die gestreute Strahlung wird auf einem in einigen cm Abstand befindlichen Film aufgefangen, der mit schwarzem Papier bedeckt ist und mit Wasser gekühlt werden kann. Der Gasraum wird mit Al-Folie von 0,01 mm Dicke gegen die Blenden und den Film abgeschlossen. Zur Fernhaltung der am Ende der Blende und in der Folie erzeugten Sekundärstrahlung vom Film dient eine weitere Blende, die vom Primärstrahl nicht getroffen wird.

Für einen quantitativen Ausbau der Untersuchungen hatte diese Zelle die folgenden Nachteile:

1. Der Winkelbereich ist beschränkt (bis etwa 50°).
2. Nach verschiedenen Winkeln strahlen verschieden große Volumina.
3. Es durchsetzen nicht alle Strahlen den Film senkrecht, allerdings könnte man dafür korrigieren (vgl. Cox und Shaw (39).
4. Die bei dieser Anordnung nötigen langen Blenden bedingen Belichtungszeiten von etwa 20 Stunden.

Diese Nachteile konnten erfolgreich vermieden werden in der folgenden Konstruktion, die in drei verschiedenen Ausführungen für drei Winkelbereiche hergestellt wurde (40).

Durch eine Blende von etwa 60 mm Länge[1]) und einer rechteckigen Öffnung von 1 × 4 mm²

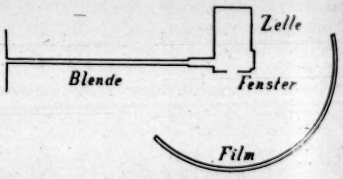

Fig. 7.

wird ein Röntgenstrahlenbündel ausgeblendet. Es durchsetzt in einer elektrisch heizbaren Zelle den zu untersuchenden Dampf auf einer Strecke von etwa 1,5 cm und wird dann in einem Schieber absorbiert, der zu Beginn jeder Aufnahme für

1) Die Maße sind nicht bei allen drei Zellen gleich, als Beispiel sind die der Zelle für den mittleren Bereich angegeben.

einen Augenblick hochgezogen wird, um den Primärstrahl eine Nullmarke auf den Film drucken zu lassen.

Die Sekundärstrahlung tritt durch einen an der Unterseite der Zelle befindlichen Spalt von 3×6 mm² Öffnung aus, die möglichst nahe am Primärstrahl liegen muß. Dadurch wird bewirkt, daß nach allen Richtungen ein gleichgroßes Volumen strahlt von etwa 12 mm³, d. h. es strahlen in jede Richtung etwa 0,1 mg CCl_4-Dampf.

Die Zelle wird gegen die Blende und am Fenster abgeschlossen durch Nickelfolie von 5 μ Dicke oder Aluminiumfolie von 10 μ.

Durch geeignete Dimensionierung der Vorblende und der Austrittsstelle des Primärstrahles kann jede unerwünschte Sekundärstrahlung vom Film abgehalten und das Auftreten von Tertiärstrahlung unmerklich gemacht werden.

Um mit kurzen Blenden auskommen zu können, wurden diese nochmals unterteilt. Alle Teile der Zellen wurden aus gut verschliffenen Teilen zusammengeschraubt und ermöglichen damit eine beliebig hohe Heizung der Zelle.

Die Strahlung wird aufgefangen auf einem kreisförmig gebogenen Film, der in einer vorn mit schwarzem Papier bedeckten, wassergekühlten Kassette liegt. Die Mitte des Fensters ist der Mittelpunkt dieses Films. In der Kassette sind von 10 zu 10 Grad Löcher gebohrt, die durch die Streustrahlung auf den Film abgebildet werden und somit eine Winkelskala für die erste Betrachtung ergeben.

Der zu untersuchende Dampf wird dauernd in einem Siedeölbchen erzeugt, das auf einer Seite einen Rückflußkühler trägt, auf der anderen mit einem Metallrohr verbunden ist, das zur Gaszelle führt. Das Rohr und die Zelle sind dabei etwa 15—20° C über den Siedepunkt geheizt, um Kondensation des Dampfes zu vermeiden. Zu Beginn jedes Versuches wird die Zelle oben geöffnet, um den Dampf eine Weile durchströmen zu lassen.

Zur Prüfung der Zellen werden immer Aufnahmen mit H_2 gemacht, dessen Streufunktion ziemlich genau bekannt ist, und das überdies wegen seiner kleinen Elektronenzahl sehr viel weniger Schwärzung ergibt als die sonst verwandten Gase.

Die oben erwähnten Filter wurden teils zwischen Röhre und Blende geschaltet, teils dienten die den Gasraum abschließenden Folien zugleich als Filter.

Die durchschnittliche Aufnahmedauer beträgt 5 Stunden, bei der Kammer für kleine Winkel wegen der größeren Wege im Gas 8—10 Stunden bei etwa 25 mA und 25 kV Scheitelspannung.

Über die Behandlung der Aufnahmen ist noch zu sagen:

Aufnahmematerial: Agfa-Laue-Film.
Entwicklung: Mit Agfa-Röntgen-Rapid-Entwickler 5 Minuten bei 18° C.
Fixierung: Agfa-Schnellfixiersalz, 10 Min. bei 18° C.
Wässerung: 1 Stunde in fließendem Wasser.

§ 5. Korrektionen.

Um die theoretisch vorausgesagte Intensität mit unserem Apparat wirklich zu beobachten, müßte

1. nach allen Winkeln ein gleichgroßes Volumen strahlen;
2. ein bestimmter Punkt des Films nur Strahlung empfangen, die unter einem scharf begrenzten Winkel ϑ gestreut ist;
3. die Strahlung weder im Gasraum noch im Fenster des Apparates eine Absorption erleiden;
4. das einfallende Licht monochromatisch sein;
5. kein inkohärent gestreutes Licht auf den Film gelangen können.

Wir wollen im folgenden den Einfluß geringer Abweichungen von diesen Forderungen diskutieren. Es wird sich zeigen, daß sie praktisch keine Rolle spielen.

1. Die — wenn auch schwache — Divergenz bewirkt, daß das strahlende Volumen mit wachsendem Winkel zunimmt (Fig. 8). Wäre keine

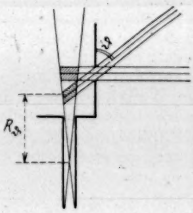

Fig. 8.

Divergenz vorhanden, wäre das Volumen gegeben durch die beiden Dimensionen des Strahles $2h$ und $2d$ und die Fensterbreite $2a$: $V = 8\,ad/h$. In unserem Falle ändern sich aber h und d, und zwar, wenn R_ϑ den mittleren Abstand des unter dem Winkel ϑ strahlenden Volumens V vom Mittelpunkt der Blende bedeutet, ist $h_\vartheta = \frac{h_0}{R_0} R_\vartheta$; $d_\vartheta = \frac{d_0}{R_0} R_\vartheta$, d. h., da die Divergenz klein ist ($d_0/R_0 = 0{,}02$), gilt näherungsweise: $V_\vartheta = C \cdot R_\vartheta^3$.

Gleichzeitig gilt für die Intensität im Abstand R_ϑ: $I_\vartheta = I_0/R_\vartheta^2$, d. h.:

$$I_\vartheta \cdot V_\vartheta = \text{konst.}$$

Es ist also zwar das Volumen nicht konstant, aber die Anzahl der nach einem Winkel ϑ strahlenden Molekeln, da das ganze Volumen V durch das Fenster vom Film aus gesehen werden kann. Eine Korrektur wegen der Divergenz ist also unnötig.

2. Das Spaltfenster ist nicht unendlich schmal, d. h. auf einen Punkt P des Filmes gelangt neben der Strahlung unter dem Winkel ϑ auch solche unter $\vartheta \pm \delta$.

Unter der Annahme verschwindender Divergenz kann δ sofort angegeben werden.

Es sei (Fig. 9) $2a$ die Fensterbreite, R der

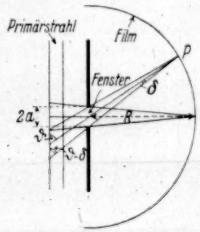

Fig. 9.

Radius des Filmkreises, dessen Mittelpunkt in der Fenstermitte liegt. Dann gilt:

$$\sin \delta = \frac{a \cdot \sin(\vartheta \pm \delta)}{R}.$$

Da δ klein ist, kann ich das annähern durch: $\delta = \pm \frac{a}{R} \sin \vartheta$, in unserem Fall ist $a = 1{,}5$ mm, $R = 30$ mm, also $\delta = \pm 0{,}05 \sin \vartheta$.

Für einige Winkel sind die δ-Werte in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Wir beobachten also, um als Beispiel für CCl_4 (unter Vernachlässigung der Streuung des zentralen C-Atoms) zu rechnen, statt:

$$I_{\vartheta_0} = \psi^2_{\vartheta_0} \left\{ 1 + 3 \frac{\sin x_0}{x_0} \right\}; \quad x_0 = 4\pi \frac{l}{\lambda} \sin \frac{\vartheta_0}{2}$$

einen Mittelwert:

$$M = \frac{1}{2\varepsilon} \int_{x_0-\varepsilon}^{x_0+\varepsilon} \psi^2 \left\{ 1 + 3 \frac{\sin x}{x} \right\} dx,$$

$$x_0 \pm \varepsilon = 4\pi \frac{l}{\lambda} \sin \frac{\vartheta \pm \delta}{2}.$$

Da wir nur an der Größenordnung interessiert sind, können wir statt dessen das einfachere Integral berechnen:

$$M = \psi^2_{\vartheta_0} \left\{ 1 + \frac{1}{2\varepsilon} \frac{3}{x_0} \int_{x_0-\varepsilon}^{x_0+\varepsilon} \sin x \, dx \right\}$$

und erhalten:

$$M = \psi^2_{\vartheta_0} \left\{ 1 + \frac{3}{x_0} \cdot \frac{1}{2\varepsilon} [\cos(x_0 - \varepsilon) - \cos(x_0 + \varepsilon)] \right\}.$$

In der Tabelle ist M für einige Winkel berechnet worden, und zwar unter Weglassung der $\psi^2_{\vartheta_0}$, außerdem ist mit 2- bis 3 mal so großen δ-Werten gerechnet worden, als wie sie sich aus Spalte 2 ergeben, um den großen Spielraum zu zeigen, innerhalb dessen noch keine Verwaschung eintritt.

ϑ (Grad)	δ (Grad)	x_0	$M\left(\frac{\sin x}{x}\right)$	$\frac{\sin x_0}{x_0}$	$M(I_\vartheta)$	I_{ϑ_0}
10	0,5	0,68	0,392	0,395	2,18	2,19
30	1,4	2,02	0,0097	0,010	1,03	1,03
60	2,5	3,9	−0,026	−0,025	0,97	0,97
90	2,9	5,5	−0,055	−0,058	0,84	0,83
150	1,4	7,5	−0,044	−0,042	0,87	0,87

Auch in diesem Fall ist keine Korrektur nötig.

3. Unter der Voraussetzung streng monochromatischen Lichtes und nicht divergierender Strahlen können wir die Korrektion für die Absorption sofort aufschreiben. (Die nachträgliche Berücksichtigung der Divergenz ändert am Ergebnis nichts.) Es stelle (Fig. 10) a_0 den Weg

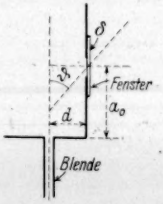

Fig. 10.

des Strahles vom Ende der Blende bis zur Mitte des Spaltes dar, d den Abstand der Spaltebene vom Strahl, δ die Dicke der Folie auf dem Spalt, ϑ den Streuwinkel.

Der Absorptionsweg ist dann

im Gas:

$$s_{\text{prim}} + s_{\text{sec}} = a_0 - \frac{d}{\operatorname{tg}\vartheta} + \frac{d}{\sin\vartheta} = a_0 + d\,\frac{1-\cos\vartheta}{\sin\vartheta};$$

in der Folie:

$$s = \frac{\delta}{\sin\vartheta},$$

d. h., wenn μ den Absorptionskoeffizienten bedeutet:

$$\log \frac{I_0}{I_\vartheta} = \mu_{\text{Fol}} \frac{\delta}{\sin\vartheta} + \mu_{\text{Gas}} \left[a_0 + d\,\frac{1-\cos\vartheta}{\sin\vartheta} \right].$$

Die folgenden Zahlenangaben beziehen sich auf *Cu-K*-Strahlung; bei *Mo*-Strahlung sind die

Effekte wegen der kleineren Wellenlänge wesentlich geringer.

In Fig. 11 ist die Absorption für die von uns verwandte *Al*-folie von 10 μ und für *Ni* von 5 μ

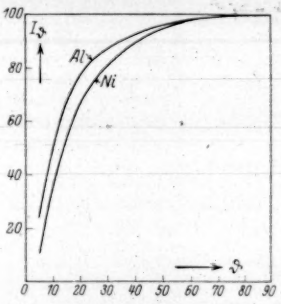

Fig. 11.

eingetragen. Die $\frac{\mu}{\varrho}$ wurden den Tabellen von Jönsson (37) entnommen, der höchste Wert von I_ϑ wurde gleich 100 gesetzt. Um aus der unter ϑ beobachteten Intensität die wirklich gestreute zu berechnen, braucht man nur mit $1/I_\vartheta$ zu multiplizieren.

Man sieht aus der Figur, daß es zur Untersuchung kleiner Winkel nötig ist, *Al*-Folie zu verwenden, da sonst zufällige Fehler durch den großen Faktor zu sehr ins Gewicht fallen.

Die Absorption im Gas macht sich selbst bei CCl_4, das bei unseren Versuchen am stärksten absorbiert, nur in der Kammer für große Winkel bemerkbar.

Es ist z. B. in der Kammer für kleine Winkel: $a_0 = 2{,}15$ cm, $d = 0{,}09$ cm, $\mu = 0{,}6\ \mathrm{cm}^{-1}$ nach Jönsson für CCl_4 bei 100° C. Daraus folgt $\frac{I_{90^\circ}}{I_{10^\circ}} = 0{,}97$, d. h. durch die Absorption im Gas wird die unter 90° gestreute Intensität um 3 Proz. mehr geschwächt als die unter 10°.

Für CH_3Cl ist $\mu = 0{,}17\ \mathrm{cm}^{-1}$, $\frac{I_{90^\circ}}{I_{10^\circ}} = 0{,}99$.

Bei der Kammer für große Winkel (von etwa 40° bis 160°) errechnet sich mit $a_0 = 0{,}55$ cm und $d = 0{,}15$ cm

$$\text{für } CCl_4: \quad \frac{I_{160^\circ}}{I_{40^\circ}} = 0{,}61,$$

$$\text{für } CH_3Cl: \quad \frac{I_{160^\circ}}{I_{40^\circ}} = 0{,}88.$$

Diese Korrektur wird genau wie bei der Absorption im Fenster ausgeführt.

4. Wir haben schon im § 4 beschrieben, daß wir unsere Strahlung durch Filterung und nicht durch Kristallreflexion monochromatisch machen, um die Expositionsdauer nicht zu sehr zu verlängern. Thibaud und Trillat (41) und Meyer (42) weisen in ihren letzthin erschienenen Arbeiten darauf hin, daß dies gefährlich sei, da die harte Bremsstrahlung auch zu einem breiten Maximum Anlaß gebe, wenn die durchstrahlte Substanz eine gewisse Dicke überschreitet. Dieser Befund ist übrigens nicht neu, schon Stewart und Morrow (43) beobachteten ihn und machten auch schon die von Thibaud und Trillat verwandte Absorptionsprobe, um die Wellenlänge jedes beobachteten Extremums festzustellen.

Unsere Schichtdicken sind etwa von der Größe, bei der Thibaud und Trillat den Beginn des Filtereffektes eben bemerken; er tritt auf von etwa $\mu d = 0{,}5$ ab. Bei uns variiert μd von 0,5 bis 1,0. Ein Effekt ist aber wegen der günstigeren Spektralverteilung nicht zu erwarten.

Da wir mit Ionenröhren arbeiten, ist der Anteil der harten Bremsstrahlung wesentlich geringer als bei den genannten Autoren. Überdies verwandten diese konstante Gleichspannung von der Größe unserer Scheitelspannung. Deshalb ist bei unseren Versuchen mit *Cu*-Strahlung, bei der in § 4 angegebenen Spannung kein nennenswerter Anteil harter Bremsstrahlung vorhanden, der den Bromabsorptionssprung anregen könnte. (Dieser entspricht einer Wellenlänge von 0,91 Å.E.) Der an sich schon geringe Anteil wird also durch die geringe Absorption im Film nur einen ganz untergeordneten Einfluß auf die Schwärzung ausüben.

Daß diese Überlegungen richtig sind, wird in § 7 noch anhand unserer Aufnahmen belegt werden können.

5. Zuletzt muß noch bemerkt werden, daß auch inkohärente Streuung stattfindet.

Der Anteil der Comptonstreuung wird nach allen Erfahrungen klein sein (44) (45), aber mit wachsendem Winkel, zumal wegen der größer werdenden Korrekturen, auch schon bei *Cu*-Strahlung den Intensitätsverlauf etwas beeinflussen. Darüber wird bei der Diskussion unserer Ergebnisse noch zu sprechen sein.

Es wird natürlich auch Chloreigenstrahlung angeregt, allerdings kann auch dieser Anteil nicht groß sein, da die Eigenfrequenz des Chlor wesentlich verschieden von der Frequenz der einfallenden Welle ist. ($\lambda = 1{,}539$ Å.E. für CuK_α-Str., $\lambda = 4{,}38$ Å.E. für die Chlorabsorptionskante). Da die gestreute Strahlung, bevor sie auf den Film kommt, eine Strecke Gas, ein Aluminium- oder Nickelfenster und eine Luftstrecke von 3 cm passieren muß, werden von der unter 90° weggehenden Chlorstrahlung ($\lambda = 4{,}7$ und $\lambda = 4{,}4$ Å.E.) 96 Proz. absorbiert, für Strahlung unter

anderen Winkeln ist die Absorption noch höher, so daß die Eigenstrahlung praktisch keine Rolle spielt.

§ 6. Auswertung der Aufnahmen.

Die Auswertung der Aufnahmen hat nach zwei Richtungen hin zu erfolgen, einmal muß die Lage der Extrema festgestellt werden, und dann ist der Intensitätsverlauf quantitativ zu ermitteln.

Dazu werden sämtliche Aufnahmen mit einem lichtelektrischen Registrierphotometer von Zeiß abgetastet.

Zur Bestimmung der Winkel, unter denen die Extrema auftreten, genügt die Kenntnis des Übersetzungsverhältnisses. Dieses wird stets durch Photometrieren eines Glasmaßstabes mit 0,01 mm-Teilung bestimmt. Im allgemeinen arbeiten wir mit der Übersetzung 1 : 1,96, weil dabei 1 mm der Registrierplatte 1 Grad unsrer Aufnahme entspricht. Alle Winkel werden gegen eine Marke vermessen, deren Winkelwert aus der Geometrie des verwandten Aufnahmeapparates hervorgeht. Der Fehler in der Winkelbestimmung beträgt etwa 2 Proz., er ist hauptsächlich durch Kornschwankungen und zufällige Plattenfehler bedingt.

Für die Bestimmung der Intensität (46) ist es von Vorteil, die Kenntnis des Schwärzungsgesetzes der Röntgenstrahlen nicht voraussetzen zu müssen, da man dadurch ein weiteres Schwärzungsgebiet zur Verfügung hat und überdies schwer kontrollierbare Einflüsse vermeiden kann, auf die Bouwers (47) hingewiesen hat. Es werden deshalb Intensitätsmarken mit genau der gleichen Photometereinstellung wie bei den Streuaufnahmen photometriert. Damit ist es möglich, direkt die Elektrometerausschläge auf Intensität umzurechnen, ohne den besonders für größere Intensitäten unsicheren Umweg über die absoluten Schwärzungen.

Die Marken werden mit einem rotierenden Sektor auf dem für die Aufnahmen verwandten Filmmaterial hergestellt und in genau gleicher Weise wie diese entwickelt. Bei dieser Methode spielen Spannungs- oder Stromschwankungen an der Röhre wie bei der Variierung der Intensität durch die Belichtungszeit, oder eine Änderung der mittleren Wellenlänge wie bei Absorptionstreppen keine Rolle. Es muß lediglich dafür gesorgt sein, daß die Intensität des Röntgenstrahles über die gesamte Fläche des Sektors hin gleichmäßig ist, was durch Photometrieren von Aufnahmen, die bei stillstehendem Sektor gemacht wurden, leicht kontrolliert werden kann.

Der rotierende Sektor bewirkt, daß verschiedene Felder des Films während Zeiten vom Strahl getroffen werden, die sich wie $1 : 2 : \ldots\ldots : 10$ verhalten. Für die Intensitäten gilt dann das gleiche. Da im Schwarzschildschen Gesetz $S = f(I \cdot t^p)\, p$ für Röntgenstrahlen nahezu den Wert 1 hat, wie Glocker und Traub (49) und Bouwers (47) für dauernde, Jönsson (37) für intermittierende Beleuchtung nachgewiesen haben, ist es ohne Einfluß, daß die Marken intermittierend und in kürzerer Zeit als die Streuaufnahmen hergestellt werden. Um die mittlere Intensität der Marke der der Aufnahme anzupassen, werden die Marken verschieden lang exponiert. Die absoluten Schwärzungen liegen zwischen 0,4 und 1,2, wie mit einer geeichten Hartmannschen Schwärzungsskala festgestellt wurde. Nach allen vorliegenden Beobachtungen (46) hängt das Schwärzungsgesetz nicht von der Wellenlänge ab. Die Marken sind also für alle Strahlungen verwendbar.

Besonders bei geringen Schwärzungen muß beachtet werden, daß der Schleier der Aufnahmen und der Marke, wohl infolge der Verschiedenheit der diffusen Streuung, nicht gleich groß ist. Dem wird so Rechnung getragen: Der Schleier der Marke wird Null gesetzt und der Intensitätswert des Aufnahmeschleiers in Einheiten der Marke festgestellt und von den ermittelten Intensitätswerten abgezogen. Diese Korrektur überschritt nur in wenigen Fällen 3 Proz.

Die größten Fehler bei der Intensitätsmessung sind bedingt durch Kornschwankungen und Plattenfehler, die durch Berücksichtigung mehrerer Aufnahmen herabgemindert werden. Der Fehler wird etwa $\pm$ 5 Proz. betragen.

Es muß nun noch entsprechend den Betrachtungen in § 5 wegen der Absorption korrigiert werden, sodann muß man mit dem Faktor $\frac{2}{1 + \cos^2 \vartheta}$ die Polarisation berücksichtigen, damit man von ϑ zu der für die Theorie maßgebenden Variablen $s = 2 \sin \frac{\vartheta}{2}$ übergehen kann. Da unsere Aufnahmen keine absoluten Intensitäten liefern, wird in einem Punkt der Kurve die beobachtete Intensität der theoretisch zu erwartenden gleichgesetzt und damit ein Vergleich mehrerer Aufnahmen ermöglicht.

§ 7. Ergebnisse.

In den Fig. 12a—16a sind die Ergebnisse, die an CCl_4, $CHCl_3$, CH_2Cl_2 und CH_3Cl mit Cu-K_α-Strahlung erhalten wurden, zusammengestellt.

Die Figuren wurden in der in § 6 beschriebenen Weise aus den Photometerkurven gewonnen. Für jeden Stoff wurden zwei Aufnahmen der Kammer für kleine Winkel mit zwei der für große Winkel zusammengesetzt, die sich in dem

gemeinsamen Gebiet von etwa 50—95° gut überdecken. Für CCl_4 und $CHCl_3$ wurden auch noch Aufnahmen der früher verwandten Kammer für den mittleren Bereich mit in Rechnung gezogen, die sich ebenfalls gut einpaßten. Bei jeder Kurve ist die Temperatur, die der Dampf während der Beobachtung hatte, angegeben. Für CCl_4 ist außerdem die Photometerkurve einer Aufnahme mit abgedruckt.

Die Figuren 12b bis 16b zeigen den theoretisch ohne Berücksichtigung der Wärme-

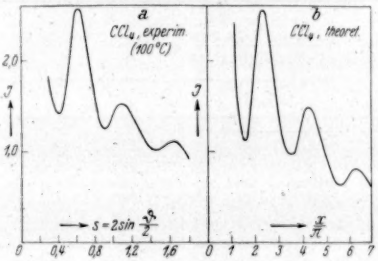

Fig. 12a und 12b.

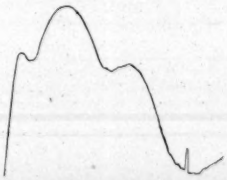

Fig. 13.

bewegung zu erwartenden Intensitätsverlauf. Entsprechend den Überlegungen für CCl_4 am Ende von § 2 kann man auch die Streuung an

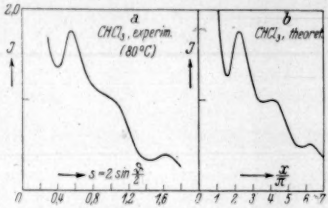

Fig. 14a und 14b.

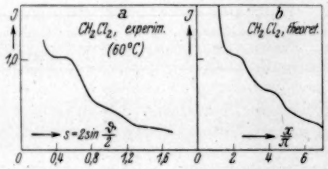

Fig. 15a und 15b.

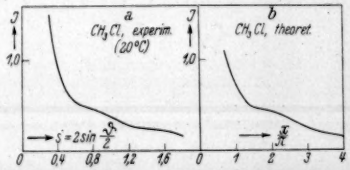

Fig. 16a und 16b.

$CHCl_3$, CH_2Cl_2 und CH_3Cl berechnen. Man kann dabei wieder mit den Abständen $l_{Cl-Cl} = 3{,}0$ Å.E. und $l_{C-Cl} = 1{,}83$ Å.E. rechnen und die Streuung des leichten H-Atoms vernachlässigen. Man muß also die folgenden Ausdrücke auswerten:

$$CHCl_3\colon\ I = 3\left\{\Phi_{Cl}^2\left[1 + 2\,\frac{\sin x}{x}\right] + 0{,}706\,\Phi_{Cl}\,\Phi_C\,\frac{\sin x'}{x'} + 0{,}042\,\Phi_C^2\right\}$$

$$CH_2Cl_2\colon\ I = 2\left\{\Phi_{Cl}^2\left[1 + \frac{\sin x}{x}\right] + 0{,}766\,\Phi_{Cl}\,\Phi_C\,\frac{\sin x'}{x'} + 0{,}062\,\Phi_C^2\right\}$$

$$CH_3Cl\colon\ I = \left\{\Phi_{Cl}^2 + 0{,}706\,\Phi_{Cl}\,\Phi_C\,\frac{\sin x'}{x'} + 0{,}124\,\Phi_C^2\right\}.$$

$$x = k\,s\,l_{Cl-Cl};\ x' = k\,s\,l_{C-Cl}.$$

Um den Vergleich mit der Theorie zu erleichtern, ist in allen Fällen die beobachtete Intensität des ersten Maximums der theoretischen gleichgesetzt worden, obwohl das in Strenge nicht zulässig ist, da dieses bereits durch die Wärmebewegung abgeflacht ist.

Man kann nun jedem beobachteten charakteristischen s-Wert das entsprechende x/π der theoretischen Kurve zuordnen und dann die Gleichung $x/\pi = 2\,s\,l_{Cl-Cl}/1{,}539$ nach l_{Cl-Cl} auflösen und erhält damit mehrere unabhängige Bestimmungen für den Abstand l_{Cl-Cl}. Die Ergebnisse sind in den Tabellen I—IV zusammengestellt.

Tabelle I

CCl_4, Cu-K_α-Strahlung ($\lambda = 1{,}539$ Å.E.).

	s beob.	x/π theor.	l in Å.E. Punkttheorie	x/π theor.	l in Å.E.
1. Min.	0,411	1,50	2,82	1,60	3,00
1. Max.	0,618	2,48	3,08	2,38	2,97
2. Min.	0,93	3,42	2,82	3,60	2,98
2. Max.	1,10	4,44	3,10	4,30	3,01
3. Min.	1,46	5,50	2,90	5,70	3,00
3. Max.	1,64	6,56	3,07	6,30	2,96

Mittelwert des Abstandes $l_{ClCl} = 2{,}99 \pm 0{,}03$ Å.E.[1]).

Tabelle II.

$CHCl_3$, $\lambda = 1{,}539$ Å.E.

	s	x/π	l
1. Min.	0,398	1,62	3,13
1. Max.	0,576	2,36	3,15
2. Min.	—	3,72	—
2. Max.	1,06	4,30	3,14
3. Min.	1,44	5,84	3,10
3. Max.	1,62	6,28	3,02

Mittelwert $l_{Cl-Cl} = 3{,}11 \pm 0{,}05$ Å.E.

Tabelle III.

CH_2Cl_2, $\lambda = 1{,}539$ Å.E.

	s	x/π	l
1. Min.	—	—	—
1. Max.	0,51	2,20	3,29
2. Min.	—	—	—
2. Max.	0,98	4,18	3,26
3. Min.	—	—	—
3. Max.	1,53	6,20	3,13

Mittelwert $l_{Cl-Cl} = 3{,}23 \pm 0{,}1$ Å.E.

Tabelle IV.

CH_3Cl, $\lambda = 1{,}539$ Å.E.

s	x/π	l
0,6	1,4	1,8
0,9	2,2	1,9
1,2	2,8	1,8

Mittelwert $l_{C-Cl} = 1{,}8 \pm 0{,}1$ Å.E.

Mit abnehmender Zahl der zusammenwirkenden Atome wird der Abstandswert immer ungenauer, da die Zahl der verwertbaren Extrema abnimmt und diese auch weniger definiert werden. Bei CCl_4 mit 6 ausgeprägten Extremen kann man unbedenklich zwei Dezimalstellen angeben, während bei CH_3Cl schon die erste Stelle unsicher ist, da nur noch 3 weniger charakteristische Stellen zur Auswertung benutzt werden können.

Die Tabellen V—VII enthalten die mit Mo-K_α-Strahlung erhaltenen Ergebnisse. Hierbei wurde auf eine quantitative Ermittlung des Intensitätsverlaufes verzichtet; denn die Wellenlänge von Mo-K_α ($\lambda = 0{,}71$ Å.E.) liegt fast genau in der Mitte zwischen den Absorptionskanten des Bromatoms ($\lambda = 0{,}91$ Å.E.) und des Silberatoms

1) Bemerkung: Die Fehlergrenzen werden auf Grund der Fehler in der Winkelbestimmung angegeben. Die Werte bei großen Winkeln fallen im allgemeinen aus dem Fehlerbereich heraus, siehe § 8!

Tabelle V.

CCl_4, $\lambda = 0{,}71$ Å.E.

	s	x/π	l
1. Min.	0,190	1,60	2,99
1. Max.	0,284	2,38	2,98
2. Min.	0,42	3,60	3,00
2. Max.	0,51	4,30	3,00
3. Min.	—	5,70	—
3. Max.	0,76	6,30	2,95
4. Max.	0,99	8,00	2,93

Mittelwert $l_{Cl-Cl} = 2{,}98 \pm 0{,}05$ Å.E.

Tabelle VI

$CHCl_3$, $\lambda = 0{,}71$ Å.E.

	s	x/π	l
1. Min.	nicht beobachtet, da mittlere		
1. Max.	Kammer.		
2. Min.	0,422	3,72	3,13
2. Max.	0,49	4,30	3,11
3. Min.	—	5,84	—
3. Max.	0,72	6,28	3,08

Mittelwert $l_{Cl-Cl} = 3{,}11 \pm 0{,}06$ Å.E.

Tabelle VII.

CH_2Cl_2, $\lambda = 0{,}71$ Å.E.

	s	x/π	l
1. Max.	nicht beobachtet (siehe $CHCl_3$)		
2. Max.	0,47	4,18	3,18

Mittelwert $l_{Cl-Cl} = 3{,}18 \pm 0{,}1$ Å.E.

Tabelle VIII.

$\lambda = 1{,}94$ Å.E.

		s	x/π	l
CCl_4	1. Min.	0,556	1,60	3,00
	1. Max.	0,77	2,38	3,00
	Mittelwert $3{,}00 \pm 0{,}05$ Å.E.			
$CHCl_3$	1. Min.	0,51	1,62	3,06
	1. Max.	0,72	2,36	3,14
	Mittelwert $3{,}10 \pm 0{,}1$ Å.E.			
CH_2Cl_2	1. Max.	0,65	2,20	3,28
	Mittelwert $3{,}28 \pm 0{,}15$ Å.E.			

($\lambda = 0{,}49$ Å.E.), und es wird infolgedessen die benachbarte weiche und harte Bremsstrahlung gerade selektiv von der photographischen Schicht absorbiert. Dadurch kann schon ein geringer Anteil Bremsstrahlung empfindlich stören. Überdies ist hier wegen der harten Bremsstrahlung auch der Anteil der Comptonstreuung schon bei kleineren $\frac{\sin\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$ merklich. Dadurch ist natürlich

auch die Abstandsbestimmung etwas unsicherer als bei *Cu*-Strahlung.

Tabelle VIII gibt die Ergebnisse von Aufnahmen mit *Fe*-K_α-Strahlung wieder, bei denen ebenfalls der Intensitätsverlauf nicht quantitativ ausgewertet wurde.

Bevor wir die Ergebnisse diskutieren, müssen wir noch einmal auf die Monochromasie unseres Lichtes zurückkommen.

Wir hatten schon in § 5 angegeben, daß bei unseren Betriebsbedingungen ein Filtereffekt, wie er bei der Streuung an Flüssigkeiten beobachtet wird (41) (42), kaum zu erwarten sei.

Da dort beobachtet wird, daß nur das erste Maximum verschoben wird, während die höheren Ordnungen praktisch an ihrer Stelle bleiben, spricht die gute Übereinstimmung unserer Befunde mit der Theorie ganz gegen einen solchen Effekt. Vor allem ist das Verschieben der Minima nach größeren, das der Maxima nach kleineren Winkeln ausgezeichnet in den Experimenten wiedergegeben, wie man aus den Abstandswerten ersehen kann. Die früheren Versuche mit ungefilterter Strahlung ergaben das erste Maximum ebenfalls an der gleichen Stelle.

Unsere Beobachtungen mit anderen Wellenlängen ergaben die Extrema an den nach den *Cu*-Aufnahmen zu erwartenden Stellen. Meyer (42) beobachtete bei *Cu*-Strahlung einen großen, bei *Mo*-Aufnahmen fast gar keinen Effekt. Die Ergebnisse aus verschiedenen Wellenlängen müßten also auseinanderfallen. Noch treffender wird dies illustriert durch die ausgezeichnete Übereinstimmung unserer Befunde mit denen von Mark und Wierl (36), die mit nahezu monochromatischen Elektronenstrahlen arbeiten und einen Abstand $l_{Cl-Cl} = 2{,}96 \pm 0{,}03$ Å.E. erhalten.

Die geplante Wiederholung der Versuche mit monochromatischem Licht dürfte nach unseren bisherigen Erfahrungen keine wesentliche Verbesserung mehr bedeuten. Man kann also unbedenklich schon die jetzt vorliegenden Versuche zur Diskussion benutzen.

Über die mit der ersten Anordnung und mit ungefilterter Strahlung erhaltenen Ergebnisse ist schon an anderer Stelle (38) (40) (40a) berichtet worden, ebenso über einen Teil der endgültigen Befunde (54) (14) (48) (48a).

§ 8. Diskussion der Ergebnisse.

Auf Grund der Kurven und Tabellen in § 7 kann man für alle vier Substanzen sagen, daß die von Debye entwickelte Theorie, wie sie in § 2 skizziert wurde, nicht nur die Lage der Extrema gut wiedergibt und damit eine genaue Abstandsbestimmung ermöglicht, sondern daß sie sogar den Intensitätsverlauf zu berechnen gestattet. Diese Feststellung ist von besonderem Wert, weil bei vielen Substanzen keine Extrema beobachtet werden können wegen der zu geringen Elektronenkonzentration und dann aus dem Intensitätsverlauf der Abstand wenigstens annähernd ermittelt werden kann. (Vgl. dazu Debye (14)).

Der von unseren Experimenten mit *Cu*-Strahlung überdeckte Winkelbereich enthält alle für die Theorie charakteristischen Züge. Der Bereich von $s = 0$ bis $s = 2$ ist nahezu voll beobachtet mit Ausnahme eines kleinen Stückes bei $\vartheta = 0^0$ und $\vartheta = 180^0$, wo aber auch theoretisch nichts Besonderes zu erwarten ist. Betrachtet man theoretisch noch größere x/π-Werte als die zu $s = 2$ bei *Cu*-Strahlung gehörigen, so findet man keine ausgeprägten Maxima und Minima mehr. Die Stellen der weiteren Maxima machen sich durch horizontal verlaufende Kurvenstücke (bei CCl_4 konnte mit *Mo*-Strahlung die dem 4. Maximum entsprechende Stelle beobachtet werden) oder mindestens durch einen weniger raschen Abfall bemerkbar (bei höheren Ordnungen und wenig zusammenwirkenden Atomen).

Man kann bei allen vier experimentellen Kurven bemerken, daß die Maxima weniger scharf sind, und daß die Intensität schneller abfällt als in den theoretischen Kurven. Durch das Gleichsetzen der ersten Maxima kommt dieser Effekt leider in den Kurven schlecht zum Ausdruck. Ein Einfluß der Spaltbreite und der nicht genau definierten Wellenlänge kann nach den Erörterungen in § 5 ausgeschlossen werden. Der Einfluß der Wärmebewegung erklärt das Verhalten qualitativ sofort, es muß jedoch gesagt werden, daß der Abfall bei großen Winkeln sogar noch zu langsam erfolgt, da ja die Intensität mit $e^{-C\frac{\sin^2\frac{\vartheta}{2}}{\lambda^2}}$ abnehmen sollte. Das kann man so erklären: Mit wachsendem Winkel nimmt der Einfluß der inkohärenten Streustrahlung stark zu, besonders bei den Produkten mit wenig Chloratomen, aber gerade Fehler bei großem Winkel werden durch die Korrekturen auf Absorption und Polarisation besonders verstärkt. Die Tatsache, daß bei großen Winkeln die Maxima in allen Fällen bei zu großen Winkeln liegen, d. h. zu kleine Abstände ergeben, spricht ebenfalls für einen mit wachsendem Winkel zunehmenden Untergrund. Eine genauere Diskussion dieser Frage wird man verschieben müssen, bis die Experimente über die Wärmebewegung vorliegen.

An CCl_4 (Fig. 12, Tab. I, V, VIII) wurde zum ersten Male die Interferenz an der Einzelmolekel nachgewiesen. (Debye, Bewilogua, Ehrhardt (38)). Der zuerst verwandte Apparat gestattete nur die ungefähre Festlegung des ersten Maximums und ergab auf Grund der Punkttheorie (unter Vernachlässigung der Streuung des *C*-

Atoms) einen Abstand l_{Cl-Cl} von 3,4 Å.E. Die mit verbessertem Apparat (40), zunächst mit ungefilterter, später mit gefilterter Strahlung erhaltenen Ergebnisse ergaben übereinstimmend aus dem ersten Maximum den Wert 3,1 Å.E. In den Spalten 2 und 3 der Tabelle I in § 7 sind die x/π-Werte der Punkttheorie für die übrigen Extrema und die daraus folgenden Abstände angegeben, die l-Werte streuen um etwa $\pm$ 4 Proz. um den Mittelwert, dabei gaben die Minima — untereinander sehr gut übereinstimmende — kleinere Werte als die Maxima. Das lehrte die verbesserte Theorie verstehen. Die Berücksichtigung der Atomgröße ergab eine Verschiebung der Minima nach größeren, der Maxima nach kleineren Winkeln und lieferte damit eine wesentlich bessere Darstellung der Beobachtungen, wie man aus der Übereinstimmung der danach berechneten Abstände auf $\pm$ 1 Proz. ersehen kann. Auch die Beobachtungen mit anderen Wellenlängen, die aus den in § 7 genannten Gründen weniger genau sind, führen auf denselben Abstand. Man darf also den Wert 2,99 Å.E. $\pm$ 1 Proz. für l_{Cl-Cl} wohl als endgültig ansehen.

Rechnet man mit den von Bragg (50) aus Kristalluntersuchungen ermittelten Atomradien (für das C-Atom $r = 0{,}77$ Å.E., für Cl $r = 1{,}05$ Å.E.) auf Grund des Tetraedermodells den Abstand aus, so erhält man 2,97 Å.E. (Über die gegen die Braggsche Rechnung erhobenen Einwände siehe Grimm und Herzfeld (51)).

Dieses Ergebnis und die Tatsache, daß in der theoretischen Kurve der Einfluß der Glieder mit l_{C-Cl} als Variable ziemlich groß ist, läßt es als berechtigt erscheinen, das Tetraedermodell für CCl_4 auch auf Grund der Röntgenmessungen als erwiesen anzusehen.

Endlich sei noch das Flüssigkeitsbild kurz besprochen. Alle Autoren (5) (52) (53) beobachten ein erstes Beugungsmaximum bei etwa 18^0 und ein zweites bei etwa 32^0. Später untersuchte Prins (5) die Streuung der Flüssigkeit über einen größeren Bereich und fand noch Maxima bei 44^0 und 66^0. Im Leipziger Institut wurden dann genaue Intensitätsmessungen gemacht (54), die ebenfalls diese vier Maxima ergaben. Debye (54) deutete die ersten drei als im wesentlichen durch den äußeren Effekt, d. h. den mittleren Abstand der Molekeln, hervorgerufen, während er das vierte Maximum, das mit dem zweiten Gasmaximum zusammenfällt, dem inneren Effekt zuschreibt, da bei so großen Winkeln der äußere Effekt schon abgeklungen ist. Das erste Gasmaximum macht sich wahrscheinlich nur durch eine Verlagerung des zweiten und dritten im Flüssigkeitsbild bemerkbar. Man sieht jedenfalls, daß es kaum möglich ist, daraus eine Messung des Abstandes l_{Cl-Cl} zu entnehmen, man wird im Gegenteil das Gasbild benützen können, um über die Anordnung der Molekeln in der Flüssigkeit etwas auszusagen, wie das Debye und Menke (7) bereits für Quecksilber getan haben.

Prins (5) und Krishnamurti (55) haben versucht, auf das Gasbild zu schließen aus der Untersuchung verdünnter Lösungen. Sie beobachten in der Tat bei CCl_4-Lösungen das Auftreten eines Ringes in der Nähe unseres ersten Gasmaximums, naturgemäß ist eine solche Abstandsmessung nur ein Behelf, da das Gasbild entweder durch die Streuung des Lösungsmittels (bei kleinen Konzentrationen und damit kleinem $\frac{\Omega}{V}$) oder durch den äußeren Effekt (bei großen Konzentrationen und $\frac{\Omega}{V}$) erheblich gefälscht werden kann. Immerhin wird man in den Fällen, wo in der Nähe des Siedepunktes Zersetzung eintritt, dieses Verfahren anwenden. Vor kurzem bestimmte Rumpf (56) damit den Bau der CBr_4-Molekel.

Die Kurve von $CHCl_3$ (Fig. 14, Tab. II, VI, VIII) zeigt zunächst die theoretisch zu erwartende Verwaschung der Interferenzerscheinung wegen der abnehmenden Zahl zusammenwirkender Atome. Bei den Aufnahmen mit Cu-Strahlung wird kein zweites Minimum beobachtet, wohl aber das dritte. Die Theorie gibt wieder, daß das zweite schlechter ausgebildet sein soll als das dritte, daß es aber doch noch auftreten sollte. Bei den Versuchen mit Mo-Strahlung konnte es auch beobachtet werden. Auch das kann man wohl wieder durch den Einfluß der durch Korrekturen verstärkten Comptonstreuung erklären.

An der Molekel CH_2Cl_2 (Fig. 14, Tab. III, VII, VIII) wurde zum ersten Male gezeigt, daß schon zwei zusammenwirkende Atome eine auswertbare Interferenz erzeugen. Diese Feststellung eröffnet die Möglichkeit, durch Substitution zweier schwerer Atome in einer beliebigen Molekel jeden Abstand auszumessen, vorausgesetzt, daß durch die Einführung eines schweren Atomes keine Verzerrung der Struktur erfolgt, was wohl in den meisten Fällen auch nicht eintreten wird.

Schon die Ergebnisse mit ungefilterter Strahlung ergaben für $CHCl_3$ und CH_2Cl_2 auf Grund der Punkttheorie eine Vergrößerung des Abstandes $Cl—Cl$ gegenüber CCl_4. Auch die Aufnahmen mit verbesserter Apparatur und die Diskussion auf Grund der erweiterten Theorie ergeben eine noch außerhalb des Versuchsfehlers liegende Vergrößerung des Abstandes.

	l (Punkttheorie)	l_a (Atomgröße)
CCl_4	3,1 Å.E.	2,99 Å.E.
$CHCl_3$	3,4 Å.E.	3,11 Å.E.
CH_2Cl_2	3,9 Å.E.	3,23 Å.E.

Dieser Befund kann gedeutet werden

1. durch Spreizen des Tetraederwinkels unter Erhaltung des Abstandes $C—Cl$.
2. durch Vergrößerung des Abstandes $C—Cl$ und evt. gleichzeitige Spreizung.

Leider ist die Abstandsbestimmung bei CH_3Cl nicht genau genug, um Punkt 2 unbedingt auszuschließen. Man würde erhalten aus:

$$l_{C-Cl} = \frac{1}{2}\sqrt{3}\, l_{Cl-Cl}$$

für CCl_4: 1,83; $CHCl_3$: 1,91; CH_2Cl_2: 1,98 Å.E.

Der letztere Wert ist sicher zu groß, so daß die Vergrößerung des Abstandes $C—Cl$ allein nicht zur Erklärung ausreicht.

Die erste Annahme ist dagegen viel wahrscheinlicher, da für sie auch die Messung der elektrischen Momente μ der Chlor-Methan-Reihe spricht. In der folgenden Tabelle sind die diesbezüglichen Zahlen zusammengestellt.

$\mu \times 10^{18}$ in e.s.E.

	Beobachtet	Berechnet aus	
		Tetraeder	Röntgenabstand
CCl_4	0	0	0
$CHCl_3$	1,0	1,9	1,2
CH_2Cl_2	1,6	2,2	1,9
CH_3Cl	1,9	1,9	1,9

Spalte 1 enthält die gemessenen Momente nach der Tabelle in Debye, Polare Molekeln (57).

Spalte 2 gibt die auf Grund des Tetraedermodells aus dem Moment von CH_3Cl berechneten Werte. Sie wurden unter der Annahme erhalten, daß sich die von Eucken und Meyer (58) vorgeschlagene Verteilung des gemessenen Momentes von $1{,}9 \cdot 10^{-18}$ ESE zu 1,5 auf die Bindung $C—Cl$ und zu 0,4 auf die Bindung $C—H$ mit der Zahl der gebundenen Cl-Atome nicht ändert. Die so berechneten Werte liegen alle wesentlich höher als die beobachteten.

In Spalte 3 sind die Momente berechnet mit den aus unseren Messungen folgenden Winkeln. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß die H-Atome sich nicht spreizen und daß die Bindungsmomente konstant bleiben.

Die durch die Spreizung bedingte Änderung liegt im richtigen Sinn, ist aber noch zu klein. Dieses Versagen bedeutet keinen Widerspruch gegen unsere Abstandsmessungen, vielmehr wird hier die von Eucken und Meyer (58) vorgeschlagene Änderung des Bindungsmomentes die Erklärung geben. Das bedeutet im wesentlichen eine Verzerrung der äußeren Elektronenhülle, die sich natürlich im Röntgenbild nicht bemerkbar macht, da sich ja schon die Valenzelektronen dem Nachweis entziehen.

Man darf daher auf Grund der Messungen des elektrischen Momentes und der Abstandsbestimmung bei CH_3Cl die Abstandsvergrößerung mit großer Wahrscheinlichkeit als durch Spreizung bedingt ansehen. Das ergibt für die Winkel zwischen den $C—Cl$-Bindungen die folgenden Werte:

CCl_4	$109{,}5^0$ (Tetraederwinkel)
$CHCl_3$	$116^0 \pm 3^0$
CH_2Cl_2	$124^0 \pm 6^0$.

Zusammenfassend darf man sagen, daß die Debyesche Theorie der Streuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern nach den so erfolgreichen Untersuchungen an Kristallpulvern auch durch die Experimente an Gasen eine neue Bestätigung gefunden hat, und daß sich damit zum ersten Male ein direkter Weg für eine genaue Vermessung der Molekel eröffnet hat, auf dem viele heute noch ungelöste Fragen des Molekelbaus geklärt werden können. Zugleich ist erst damit eine quantitative Ermittlung von Flüssigkeitsstrukturen möglich geworden. Für Fragen der Abstandsbestimmung wird man die Untersuchung mit Elektronenstrahlen, für die die Debyesche Theorie ohne weiteres übernommen werden kann, trotz der ungünstiger verlaufenden Φ-Kurven wegen der kürzeren Expositionszeiten vielleicht bevorzugen, während in Fragen, die mehr mit der Elektronenverteilung zusammenhängen, die Untersuchung mit Röntgenstrahlen geeigneter erscheint. In beiden Fällen aber wird die Grundlage gebildet von dem Interferenzprinzip, das in genau gleicher Weise Verwendung findet.

Die vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1928 bis 1930 im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt, die Vorversuche zum Teil gemeinsam mit Herrn cand. phys. F. Ehrhardt. Ich bin Herrn Prof. Dr. P. Debye für die Anregung zur Arbeit und für die dauernde Förderung zu größtem Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis.

1) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915.
2) P. Debye u. P. Scherrer, Göttinger Nachr. 1916, S. 16.
3) P. Debye, Nauheimer Vortrag (unveröffentlicht).
4) W. H. Keesom u. I. de Smedt, Journ. de Phys. Ser. VI, **4**, 144, 1923.
5) J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **56**, 617, 1929. Da auch weitere Literaturangaben.
5a) Vgl. dazu J. R. Katz u. J. Selman, Zeitschr. f. Phys. **46**, 392, 1928.
6) J. A. Prins, Physica **6**, 315, 1926.
7) P. Debye u. H. Menke, Physik. Zeitschr. **31**, 797, 1930.

8) P. Debye, Journ. of math. physics, Massachusetts Inst. of Technology **4**, 133, 1925 und Physik. Zeitschr. **28**, 135, 1927.
9) P. Ehrenfest, Amst. Akad. **23**, 1132, 1915.
10) J. A. Bearden, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 539, 1928.
11) E. O. Wollan, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 864, 1928.
12) H. Haas, Ann. d. Phys. **85**, 470, 1928.
13) H. Mark u. K. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **52**, 1, 1928.
14) P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930.
15) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 315, 1914.
16) A. H. Compton, X-rays and electrons, Macmillan, London. S. 117 ff.
17) Electrons et photons, Gauthier-Villars, Paris 1928. Artikel W. L. Bragg, S. 8 ff.
18) L. H. Thomas, Proc. Cambr. Phil. Soc. **23**, 542, 1927.
19) E. Fermi, Zeitschr. f. Phys. **48**, 73, 1928 und Leipziger Vorträge 1928. S. Hirzel, Leipzig.
20) D. R. Hartree, Proc. Cambr. Phil. Soc. **24**, 89, 1928.
21) A. H. Armstrong, Phys. Rev. **34**, 1115, 1929 und G. W. Brindley, Phil. Mag. **9**, 204, 1930.
22) R. W. James, I. Waller, D. R. Hartree, Proc. Roy. Soc. (A) **118**, 334, 1928.
23) P. Scherrer u. A. Stäger, Helv. Phys. Acta **1**, 518, 1928.
24) R. W. James, G. W. Brindley, R. G. Wood, Proc. Roy. Soc. (A) **125**, 401, 1928.
25) E. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325, 1930 und N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (A) **127**, 658, 1930.
26) G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. (A) **125**, 352, 1929 und H. Mark u. R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **60**, 741, 1930.
27) P. Debye, Verh. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 678, 738, 857, 1913; Ann. d. Phys. **43**, 49, 1913.
28) R. W. James u. E. M. Firth, Proc. Roy. Soc. (A) **117**, 62, 1928.
29) I. Waller, Dissertation Uppsala 1925 und R. W. James u. I. Waller, Proc. Roy. Soc. (A) **117**, 214, 1928.
30) H. Mark u. K. Schocken, Naturw. **15**, 139, 1927.
31) C. S. Barett, Phys. Rev. **32**, 22, 1928.
32) J. A. Gray u. H. M. Cave, Transact. Roy. Soc. Canada, Sect. III, **21**, 157, 1927.
33) G. Herzog, Helv. Phys. Acta **2**, 217, 1929.
34) J. A. Crowther, Phil. Mag. **14**, 653, 1907.
35) G. Herzog, Helv. Phys. Acta **2**, 169, 1929.
36) H. Mark u. R. Wierl, Naturw. **18**, 205, 1929 und R. Wierl, Physik. Zeitschr. **31**, 366, 1930. Leipziger Vorträge 1930.
37) E. Jönsson, Dissertation Uppsala 1928.
38) P. Debye, L. Bewilogua u. F. Ehrhardt, Physik. Zeitschr. **30**, 84, 1929.
39) E. G. Cox u. W. F. B. Shaw, Proc. Roy. Soc. (A) **127**, 71, 1930.
40) P. Debye, L. Bewilogua u. F. Ehrhardt, Sächs. Akad. Ber. **81**, 29, 1929.
40a) P. Debye, Physik. Zeitschr. **30**, 524, 1929.
41) J. Thibaud u. J. Trillat, Zeitschr. f. Phys. **61**, 816, 1930.
42) H. H. Meyer, Ann. d. Phys. **5**, 701, 1930.
43) G. W. Stewart u. R. M. Morrow, Phys. Rev. **30**, 232, 1930.
44) P. A. Ross, Journ. Opt. Soc. Am. **11**, 217, 1923.
45) A. Dauvillier, Compt. rend. **1178**, 2076, 1924.
46) Vgl. den zusammenfassenden Bericht von H. B. Dorgelo, Physik. Zeitschr. **26**, 756, 1925, insbes. 790 ff.
47) A. Bouwers, Zeitschr. Phys. **14**, 374, 1923.
48) P. Debye, Bunsenvortrag 1930. Zeitschr. Elektrochemie **36**, 612, 1930.
48a) P. Debye, Proc. Phys. Soc. London **42**, 340, 1930.
49) R. Glocker u. W. Traub, Physik. Zeitschr. **22**, 345, 1921.
50) W. L. Bragg, Phil. Mag. **40**, 169, 1920.
51) Handbuch Geiger-Scheel, Bd. 22. Art. K. F. Herzfeld, S. 476 und Bd. 22 Art. H. Grimm, S. 501.
52) R. W. Wyckoff, Structure of Crystals. New York 1924. S. 383.
53) C. M. Sogani, Ind. Journ. Phys. **2**, 377, 1928.
54) P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 348, 1930.
55) P. Krishnamurti, Ind. Journ. Phys. **3**, 209 und 507, 1929.
56) E. Rumpf, Physik. Zeitschr. **31**, 791, 1930.
57) P. Debye, Polare Molekeln, Leipzig, Hirzel 1929.
58) A. Eucken u. L. Meyer, Physik. Zeitschr. **30**, 397, 1929.
59) H. Gajewski, Physik. Zeitschr. **32**, 219, 1931.

(Eingegangen 29. Januar 1931.)

Schaltstörungen bei Heizkissen-Sicherungen.

Von Richard Heilbrun und Erwin Turowski.

Bei elektrischen Heizkissen ist die Einhaltung einer Höchsttemperatur und damit eine ungefährliche Benutzung erst durch den Einbau von thermostatischen Sicherungen möglich geworden. In ihnen arbeitet ein Doppelmetallstreifen, dessen mit einem Kontaktplättchen versehenes freies Ende in kaltem Zustand unter einem bestimmten Auflagedruck einem einstellbaren Kontaktstift anliegt. Mit der Erwärmung verkleinert sich dieser Auflagedruck und wird schließlich über den Wert Null negativ. Das heißt, der Kontakt öffnet sich und unterbricht mit dem Stromkreis die weitere Wärmezufuhr. Mit sinkender Temperatur findet dann derselbe Vorgang in umgekehrter Richtung statt.

Ordnungsgemäß schalteten diese Sicherungen in beiden Richtungen scharf. Dabei wurde die Dauer des Unterbrechungsvorganges zu weniger als 0,05 Sekunden gemessen. Ein abweichendes Verhalten wurde zuerst im Fabrik-Prüffeld beobachtet. Es zeigte sich nämlich, daß bei Erreichung der Arbeitstemperatur des Kissens das Schalten nicht jedesmal scharf und augenblicklich erfolgte, sondern daß öfters erst ein Zwischenzustand überwunden werden mußte, der unter Umständen minutenlang andauerte. Hierbei nahm der Heizstrom einen Mittelwert an, und es ließ sich im Kissen ein deutlicher Summton vernehmen, ein Vorgang, den das Prüffeld „Singen" der Sicherungen nannte.

Die Erscheinung wurde ganz allgemein untersucht. Der vorliegende Bericht beschränkt sich aber auf die seinerzeit in unserer Heizkissen-Fabrikation üblichen Thermostaten. Deren Aufbau ist aus Fig. 1 ersichtlich. Die Bimetallfeder hat eine Länge von 50 mm, Breite von 5 mm und Dicke von 1 mm, und besteht aus Tombak und Flußstahl im Verhältnis 1 : 1. Kontakte sind für den vorliegenden Versuch ein auf das Ende der Feder geschweißtes Wolframplättchen von

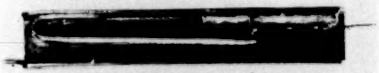

Fig. 1. Thermostat.

2,0 mm und ein in die Einstellschraube eingedrückter Wolframstift von 1,0 mm Durchmesser.

Weil allein das unregelmäßige Schalten der Thermostaten aufzuklären war, und dieses im Kissen nicht wohl hätte beobachtet werden können, wurde der Thermostat aus dem Kissen herausgenommen und zur Beobachtung der Kontakte auf den Objektträger eines Mikroskops gebracht (Fig. 2a). Der Schaltvorgang wurde anfangs, wie im Kissen, durch Wärme bewirkt; später erwies sich ein auf das Eisen des Bimetalls wirkender Elektromagnet günstig, dessen verschiedene Erregung die Lage der Zunge und damit den Kontaktabstand verändern ließ. Solche Verfahren entsprachen der Wirklichkeit mehr, als das einfachere Drehen der Stellschraube mit ihrem Kontaktstift; dieses erreichte aber im Grunde dasselbe.

Der praktische Prüffeldbetrieb wurde nun in der Weise nachgeahmt, daß man an den geöffneten Kontakt eine Gleichspannung von 200 Volt legte und den geschlossenen von 0,2 Ampere durchfließen ließ. Dann zeigte die mikroskopische Beobachtung des Kontaktes während des Schaltens, daß bei genügend langsamer Bewegung der Bimetallfeder zwischen den Kontakten in einem mittleren kritischen Abstand von ca. 10 μ ein Funkenfeuer (Fig. 2b) fast beliebig lange andauerte, wenn man die Lage der Bimetallfeder nicht wesentlich änderte. Gleichzeitig zeigte das Amperemeter einen leicht schwankenden Strom von etwa 0,05 bis 0,1 A an. Während eine geringe Vergrößerung nur das Funkenspiel beobachten ließ, zeigte sich bei 200facher Vergrößerung außerdem eine leichte Schwingung der Bimetallfeder. Sie wurde an dem Kontaktplättchen zu 1 bis 5 μ gemessen.

Den inneren Zusammenhang zwischen Federschwingung und Funken ließ die Zerlegung des mikroskopischen Bildes durch einen Drehspiegel erkennen, die bewies, daß die Bimetallfeder den Kontakt periodisch öffnete und schloß. Bei der

Fig. 2.
a) Thermostat-Kontakt, geöffnet.
b) Derselbe, singend.

geringen Geschwindigkeit des Drehspiegels handelte es sich nur um eine stroboskopische Zerlegung der Funkenfolge, nicht des Funkens selbst. Wegen der schwachen Lichtenergie des einzelnen Funkens war es nicht ganz leicht, eine gute photographische Aufnahme dieses Vorganges zu bekommen. Immerhin lassen Fig. 3a

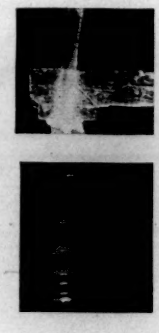

Fig. 3. Stroboskopische Zerlegung des Funkenbildes.

und b den undulatorischen Charakter der Erscheinung erkennen. Bei diesen Aufnahmen wurde zunächst auf den Kontakt eingestellt, dessen Umrisse bei a noch zu sehen sind. Bei Beginn des Singens wurde dann das Funkenbild durch Drehung des Spiegels auseinandergezogen, Fig. 3a zeigt eine solche Aufnahme bei geringerer, Fig. 3b bei vergrößerter Geschwin-

digkeit des Drehspiegels. Die Lichtstreifen stellen jedesmal den Öffnungsfunken dar; der Schließungsfunke wurde infolge seiner geringen Lichtenergie von der photographischen Platte nicht aufgezeichnet.

Mit Hilfe eines stroboskopischen Meßverfahrens wurde die Frequenz dieses Schwingungsvorganges zu 200 bis 600 Perioden pro Sekunde festgestellt. Die Schwingung ist somit aufgezwungen, während die Eigenschwingung der Zunge im vorliegenden Falle etwa 250 Perioden beträgt. Das mußte durch immerhin beträchtliche Kräfte verursacht sein. Überlegung und Versuch zeigten sie als Folge elektrostatischer Anziehung zwischen den beiden Kontaktflächen.

Daß diese elektrostatischen Kräfte bei der Kleinheit der wirkenden Flächen ausreichend groß sein sollten, ist zunächst nicht eben glaubhaft. Man überzeugt sich aber ganz leicht davon, wenn man unter dem Mikroskop sieht, wie das Einschalten der Spannung den Luftspalt des leicht geöffneten Kontaktes vor Beginn des Singens ruckartig verkleinert. Übrigens läßt sich gelegentlich beobachten, daß zwischen den niemals ganz staubfreien Kontaktflächen Staubteilchen einen lebhaften Kugeltanz vollführen. Fig. 4 stellt, ohne daß eine besondere Erklärung notwendig wäre, das Zustandekommen des Schwingungsvorganges dar. Die Größe der

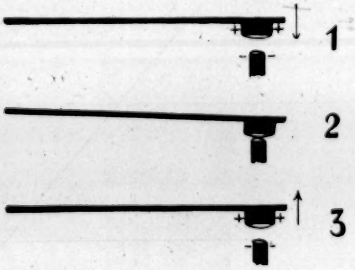

Fig. 4. Schematische Darstellung des Singens.

elektrostatischen Anziehung zwischen den Kontaktflächen in dem oben genannten kritischen Abstande errechnet sich nach der Formel:

$$K = \frac{f}{8\pi d^2} \cdot V^2 \text{ (abs.)},$$

wenn

$$f = 0{,}05^2 \cdot \pi \text{ cm}$$

$$d = 0{,}001 \text{ cm}$$

$$V = \frac{200}{300} \text{ A.E.E.}$$

gesetzt werden, zu

$$K = \frac{0{,}05^2 \cdot \pi}{8\pi \cdot 0{,}001^2} \cdot \left(\frac{200}{300}\right)^2 = 139 \text{ Dyn} = 0{,}14 \text{ g}.$$

Wie erwähnt, wurde die Frequenz des Singens veränderlich gefunden, und zwar abhängig vom mittleren Kontaktabstand. Dabei handelt es sich natürlich nur um relativ geringe Abweichungen vom kritischen Abstand der 10 μ. Hierin liegt eine Bestätigung der im Prüffeld gemachten Beobachtung, daß die Frequenz der Schwingung und damit die Höhe des Summtones bei der Abkühlung der Thermostaten die Neigung zeigt, anzusteigen, bei der Erwärmung zu fallen.

Ohne die Abhängigkeit der verschiedenen Größen im einzelnen zu entwickeln, soll folgendes angegeben werden. Das Singen ist infolge seiner elektrostatischen Natur von der Stromstärke weitgehend unabhängig und wurde beispielsweise in einer besonderen Anordnung mit Gleichstrom von 220 Volt noch bei $1 \cdot 10^{-6}$ A. beobachtet. Nur findet diese Unabhängigkeit in der Vergrößerung der Stromstärke insofern eine Grenze, als beginnende Lichtbogenbildung die Unterbrechungen unmöglich macht und damit die Schwingung der Bimetallfeder beendigt. Ausschlaggebend für das Auftreten des Singens ist allein die Potentialdifferenz zwischen den Kontakten. Dabei ist klar, daß beim Unterschreiten einer gewissen Mindestgrenze die elektrostatische Anziehungskraft nicht mehr ausreicht, um eine mechanische Einwirkung auf die Feder zu erzielen. Doch ist diese Mindestgrenze ohne praktische Bedeutung, weil wir sie unter den vor-

Fig. 5. Glimmlicht bei Selbstinduktion.

kommenden Betriebsspannungen liegend und außerdem noch von der Größe der Kontaktflächen und den Abmessungen der Feder abhängig gefunden haben. Besonderen Einfluß hat aber die Größe der im Stromkreis liegenden Selbstinduktion. Sie verstärkt den Effekt durch die im Augenblick des Ausschaltens entstehenden Überspannungen und verursacht überdies eine unter Umständen erhebliche Glimmentladung an den Kontakten, wie sie aus Fig. 5 ersichtlich ist.

Die bisherigen Versuche wurden, wie erwähnt, mit Gleichstrom angestellt. Bei Wechselstrom tritt das Singen ebenso auf, nur mit dem

Unterschiede, daß sich dem bisherigen Schwingungsvorgang die Periode der Wechselspannung überlagert. Daß das Singen häufiger an den Schließungsvorgang anknüpft, als an das Öffnen, liegt nur daran, daß ein Heizkissen sich durch den Stromfluß schneller erwärmt, als es sich bei Stromunterbrechung abkühlt.

Obwohl die statische Ursache des Singens seit dem Frühjahr 1928 erkannt, seit dem Frühjahr 1929 bewiesen war, schien ihr zunächst eine Beobachtung zu widersprechen. Wir fanden nämlich, daß die Sicherung schon bei einer Spannung von 4 Volt sang, wofür die statische Anziehung gewiß nicht ausgereicht hätte. Nach der oben angegebenen Rechnungsweise würde sie nur 0,057 mg ausgemacht haben. Hier mußte also eine andere als die statische Ursache vorhanden sein. In den Stromkreis war als Anzeigeinstrument ein Telephon eingeschaltet, das das Singen bequem wahrnehmen läßt, ohne, wie Stromzeiger oder Glimmlampe, das Auge von dem Versuche abzuziehen. Dieses Telephon ändert die ursprünglichen Bedingungen des Versuchs wesentlich. Zunächst bringt es eine immerhin erhebliche Selbstinduktion in den Kreis, über deren Einfluß schon gesprochen ist. Von Bedeutung wird aber das Telephon durch die Rückwirkung der Schallwellen auf den Kontakt nach Art des bekannten Mikrophoneffektes. Ein Beweis dafür liegt in der Tatsache, daß die Fortnahme der Membran vom Telephon bei 4 Volt das Singen unterbricht. Der Mikrophoneffekt führt auch dazu, zu überlegen, inwieweit überhaupt Übergangswiderstand, Anregung und Resonanz den Vorgang des Singens beherrschen, Fragen, mit deren Beantwortung wir beschäftigt sind.

Mit dem Singen in naher Beziehung steht noch eine zweite Beeinträchtigung des Schaltvorganges im Thermostaten, die das Laboratorium „Schaukeln" nennt. Sie kommt dadurch zustande, daß die Bimetallzunge Stromwärme sowohl in sich selbst erzeugt, als im Funkenfeuer des singenden Kontaktes. Also teilweise als Folge des Singens, ergibt dieser zwiefache unerwünschte Wärmefluß zusätzlich einen Hin- und Hergang der Zunge, in diesem Falle aber von wesentlich kleinerer Periodenzahl, als beim Singen. So geht der in Fig. 2a gezeigte Kontakt bei 220 Volt und 0,7 Ampere mit 4 Perioden pro Minute hin und her. Je größer die unterbrochene Stromstärke, um so kleiner die Periodenzahl des Schaukelns. Das Schaukeln führt die Zunge unerwünscht oft durch den kritischen Abstand und schafft dadurch — nach Art einer Rückkopplung — wiederum die Grundlage für erneutes Singen.

Wenn wir zu Anfang sagten, daß die behandelten Erscheinungen von Wichtigkeit für den Betrieb des Heizkissens seien, so ist dabei an zwei unangenehme Folgen gedacht. Einmal nutzen sich die beiden Kontakte infolge der starken Funkenbildung durch Materialwanderung und Verbrennen vorzeitig ab. Dies trifft besonders den Kontaktstift, so daß seine Verkürzung den normalen Auflagedruck der Bimetallfeder verkleinert und damit die Ausschalttemperatur erniedrigt. Infolgedessen zeigte sich früher im Laufe der Zeit ein Sinken der Arbeitstemperatur des Kissens.

Die besondere Bedeutung liegt aber auf anderm Gebiet. Durch die oszillatorische Unterbrechung des Stromkreises und die damit verbundene Funkenbildung an den Kontakten entstehen gedämpfte Schwingungen, die den Rundfunkempfang zu stören vermögen. Die Aufklärung dieser Erscheinungen ist also von durchaus praktischer Bedeutung geworden. Freilich sind die Störungen bei unserer Art von Thermostaten eine Seltenheit, insofern Singen oder Schaukeln nur eintreten kann, wenn die Höchsttemperatur des Kissens erreicht wird. Häufiger sind schon Störungen durch solche Thermostaten, denen Ängstlichkeit eine zu niedrige Ausschalttemperatur vorschreibt. Besonders schwierig liegt aber der Fall bei jenen Thermostaten, die durch Selbststeuerung vielmals in der Minute ihren Stromkreis unterbrechen und schließen.

So wenig aber unsere Art der Thermostaten infolge ihres seltenen Schaltens den Rundfunk gestört hat, so zwang der allgemeine Ruf nach vollständiger Störungsfreiheit, scharfes Schalten zu erstreben. Von den verschiedenen Mitteln hierzu, die wir im Laufe der Untersuchung

Fig. 6. Elektrostatische Kompensation.

fanden, erwähnen wir dasjenige, die störende elektrostatische Anziehung durch eine entgegengesetzt gerichtete aufzuheben. So bringt man etwa nach Fig. 6 auf der Rückseite der Bimetallfeder eine mit der Spitze leitend verbundene Kompensationsplatte aus Metall an, oder besser noch zur Vermeidung von Kurzschlüssen aus einem Halbleiter, die bei offenem Kontakt eine elektrostatische Anziehung — der schädlichen entgegen — auf die Bimetallfeder ausübt. Fällt jedoch bei angenäherten Kontakten durch eine erstmalige Berührung das Potential auf Null, so erlischt diese Anziehung. Damit legt sich die Bimetallfeder ruckartig gegen die Kontaktspitze und ist nun nicht mehr

in der Lage, einen labilen Zustand anzunehmen und bei der kritischen Entfernung von ca. 10 μ ins Singen zu geraten. Man kann die Kompensationsplatte auch auf die Seite der Bimetallfeder bringen, auf der sich der Kontakt befindet, und in einer besonderen Schaltung die Zugwirkung der Kompensationsplatte in Richtung auf die Kontaktspitze verwenden.

Wir dürfen hier anfügen, daß die vorstehend zusammengefaßten Überlegungen und Versuche uns seit Jahren beschäftigen, ohne daß wir vermuten konnten, wie sie für den Rundfunk Bedeutung gewinnen würden. Wir glauben, hiermit eine Aufklärung der Störungen bei Heizkissen-Thermostaten gegeben zu haben, auf die wir schon in einem mehr technischen Aufsatz im Heft 4, 1930 der Mitteilungen der Vereinigung Elektrotechnischer Spezialfabriken hingewiesen haben. Ganz neuerdings lernen wir eine inzwischen erschienene Arbeit von Herrn A. C. Wiese[1]) kennen, in der dankenswerterweise zum ersten Male von anderer Seite der gleiche Gegenstand behandelt ist. Erwähnenswert sind die zahlreichen oszillographischen Aufnahmen, die dem Aufsatz beigegeben sind. Seiner Erklärung des Singens durch die von den Funken hervorgerufenen Explosionswellen kann man freilich nicht zustimmen. Man braucht auch nur an den Thermostaten im Vakuum zu denken, wo er genau so gut singt, wie bei normalem Luftdruck, und ohne daß sich während des Auspumpens an Amplitude oder Periode des Singens etwas ändert.

1) Mitteilungen d. Forsch.-Inst. f. Elektrowärmetechnik an der T. H. Hannover, Heft 3, 1930.

Über eine neue Selen-Sperrschicht-Photozelle.

Von Ludwig Bergmann.

Im letzten Jahre wurde in dieser Zeitschr. von B. Lange[1]) eine neue Art von Photozellen erstmalig beschrieben, bei der das Neuartige ist, daß die vom Licht ausgelösten Photoelektronen nicht in ein Vakuum oder einen Gasraum übertreten, sondern eine gewisse Grenzschicht zwischen zwei Leitern durchdringen, die eine unipolare Leitfähigkeit hat. Für eine solche Zelle ist daher der Name Sperrschichtphotozelle vorgeschlagen worden. Bisher wurde als Leiterkombination lediglich Kupfer — aufgewachsenes Kupferoxydul benutzt, eine Anordnung, die infolge ihrer unipolaren Leitfähigkeit als sogenannter Kupferoxydul-Trockengleichrichter eine große Anwendung gefunden hat. Die eigentliche Sperrschicht liegt an der Grenze zwischen Kupfer und Kupferoxydul; in der Richtung Kupfer-Kupferoxydul hat die Kombination ein Minimum der Leitfähigkeit (Sperrrichtung, Fig. 1a). Trifft durch das Kupferoxydul Licht auf die Grenzschicht, so gelangen

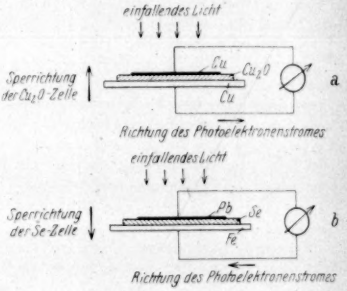

Fig. 1.

im Kupferoxydul ausgelöste Elektronen durch die Sperrschicht und ergeben in einem außen geschlossenen Stromkreis einen Photoelektronenstrom, der vom Kupfer über das Galvanometer zur Gegenelektrode und durch das Kupferoxydul zurück zur Grenzschicht fließt (Fig. 1a). Eine ausführliche Theorie dieses als „Hinterwandeffekt" bezeichneten Vorganges ist von Schottky[1]) und Auwers u. Kerschbaum[2]) entwickelt worden.

Neuerdings ist es Duhme u. Schottky[3]) gelungen, auf massivem Kupferoxydulplatten künstlich dünne Metallschichten so aufzubringen, daß zwischen dem Kupferoxydul und der aufgebrachten Metallfläche ebenfalls eine Sperrwirkung vorhanden ist. An dieser Sperrschicht ergibt sich bei Belichtung durch die aufgebrachte Metallfläche hindurch ebenfalls ein Sperrschichtphotoeffekt (Vorderwandeffekt), indem im Kupferoxydul Photoelektronen ausgelöst werden und durch die Sperrschicht in die angrenzende Metallelektrode übertreten. Die Richtung des Photoelektronenstromes im äußeren Kreis ist daher umgekehrt als im Falle des Hinterwandeffektes. Beiden Effekten gemeinsam ist das Vorhandensein einer Grenzschicht zwischen zwei Leitern mit Sperrwirkung.

Man durfte daher annehmen, daß auch jede andere Leiterkombination zweier Leiter, die eine

1) Physik. Zeitschr. **31**, 139—140 und 964—969, 1930.

1) Physik. Zeitschr. **31**, 913, 1930.
2) Ann. d. Phys. **7**, 129, 1930.
3) Naturwissenschaften **18**, 735, 1930.

unipolare Leitung ergibt, bei Belichtung der Grenzschicht einen Photoeffekt zeigen würde. Nun wird seit einigen Jahren neben dem oben erwähnten Kupferoxydul-Trockengleichrichter noch ein sogenannter Selen-Metall-Gleichrichter von der Süddeutschen Apparate-Fabrik in Nürnberg in den Handel gebracht. Als Gleichrichterelement dient eine Eisenplatte auf der Selenmetall aufgeschweißt ist, das durch ein besonderes Verfahren in den Zustand größter elektrischer Leitfähigkeit gebracht wird. Auf die Selenoberfläche ist als zweite Elektrode eine dünne Metallfläche aus einer Bleilegierung aufgespritzt (Fig. 1b). Eine derartige Anordnung zeigt noch bis zu Spannungen von 14 Volt eine vorzügliche Sperrwirkung des Stromes in Richtung aufgespritzte Metallfläche-Selen-Eisen, während in entgegengesetzter Richtung das elektrische Leitvermögen ein Maximum hat. Bei 5 Volt angelegter Spannung beträgt das Widerstandsverhältnis etwa 1 : 2500.[1])

Belichtet man einen aus derartigen Gleichrichterelementen aufgebauten Gleichrichter, so erhält man tatsächlich einen gut meßbaren Photoelektronenstrom. Belichtet man ein einzelnes Gleichrichterelement, das die Form einer runden Platte von 45 mm Durchmesser hat (Fig. 2), in

Aufgespritzte Metallfläche.
Selenoberfläche.
Fig. 2.

der Weise, wie es Fig. 1b zeigt, mit einer 40 Watt Metallfadenlampe aus etwa 20 cm Entfernung, so erhält man einen Photoelektronenstrom von etwa $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ Amp. Der Elektronenstrom fließt dabei von der aufgespritzten Metallfläche durch das Galvanometer zur Eisenplatte und durch das Selen zurück. Die Photostromrichtung ist also ganz analog wie bei der Kupferoxydulzelle. Der Strom fließt in der Zelle in der Sperrichtung. Der Vorgang dürfte daher der sein, daß das Licht im Selen Photoelektronen auslöst, die durch die Grenzschicht Selen—aufgespritzte Metallschicht hindurchtreten (Vorderwandeffekt).

1) Übrigens gibt Lange in seiner oben zitierten zweiten Arbeit an, daß bereits 1876 Adams und Day an einer besonderen Art von Selenzellen das selbständige Auftreten einer elektromotorischen Kraft bei Belichtung beobachtet haben und daß Fritt in New York unter mehreren tausend Selenzellen ebenfalls ein Exemplar gefunden hat, das diesen Effekt zeigte.

Untersucht man mittels eines schmalen Lichtstreifens von etwa 1 mm Breite die Stellen maximaler Empfindlichkeit auf der Plattenoberfläche, so liegen diese an der Grenze aufgespritzte Metallfläche—Selenoberfläche. Um daher die Empfindlichkeit der neuen Zelle zu steigern, wurde die aufgespritzte Metallfläche in Form eines Gitters aufgebracht, wie es Fig. 3 schematisch zeigt[1]).

Aufgespritztes Metall.
Selenoberfläche.
Fig. 3.

In der Tat ergab sich eine wesentlich größere Empfindlichkeit, indem die Belichtung mit einer 40 Watt Metallfadenlampe aus etwa 20 cm Entfernung einen Photostrom von etwa $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ Amp. lieferte.

Untersucht man die spektrale Empfindlichkeit der Selenphotozelle, so ergibt sich die Kurve 1 in Fig. 4, welche auf die Lichtverteilung im Spektrum einer Wolframbogenlampe bezogen ist.

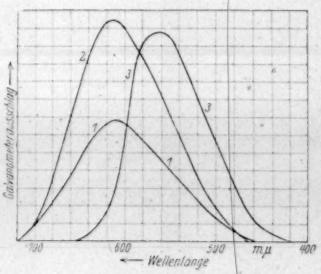

Fig. 4.

Die Messung wurde mit einem Zeiss-Monochromator ausgeführt. Das Maximum der Empfindlichkeit der Selenphotozelle liegt im Rot bei 615 $\mu\mu$ und ist natürlich wesentlich bedingt durch die Energieverteilung im Spektrum der Wolframbogenlampe. Zum Vergleich diene die Kurve 3, die die spektrale Empfindlichkeit einer mir zur Verfügung stehenden normalen Kupferoxydulzelle mit Vorderwandeffekt darstellt. Die

1) Der Süddeutschen Apparate-Fabrik bin ich für die Überlassung der Selengleichrichterplatten sowie für das Aufbringen der vorderen Metallflächen in geeigneter Form zu großem Dank verpflichtet.

Kurve wurde mit der gleichen Monochromatoranordnung aufgenommen. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt hier bei 562 $\mu\mu$ im Hellgrün.

Eine wesentlich weitere Steigerung der Empfindlichkeit der Selenphotozelle wurde schließlich dadurch erreicht, daß auf die Selenoberfläche eine durchsichtige Silber- bzw. Goldhaut mittels Kathodenzerstäubung aufgebracht wurde. Zur Erzielung einer guten Ableitung wurde zuvor ein schmaler Metallring auf die Selenoberfläche aufgespritzt (Fig. 5). Die wirksame Oberfläche

Aufgespritzter Metallring.
Aufgestäubte Metallhaut
Selenoberfläche.

Fig. 5.

betrug jetzt etwa 10 cm². Bei der Bestrahlung mit der Metallfadenlampe von 40 Watt aus 20 cm Entfernung stieg der Photostrom auf etwa $9{,}2 \cdot 10^{-5}$ Amp. Eine genauere Messung ergab eine Empfindlichkeit von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ Amp. pro Lux cm². Die spektrale Verteilung dieser Zelle zeigt die Kurve 2 in Fig. 4. Bei gleicher bestrahlter Fläche lieferte sie etwa einen 3,5 fach so großen Strom wie die oben erwähnte Kupferoxydulzelle mit Vorderwandeffekt.

Was die maximale Belastung der Zelle anbetrifft, so konnte bei intensiver Bestrahlung im Lichtkegel einer 40 Amp.-Projektionsbogenlampe mittels eines Milliamperemeters mit etwa 1 Ohm innerem Widerstand ein Strom von etwa 75 Milliamperes nachgewiesen werden. Dies entspricht einer elektrischen Leistungsentnahme aus der Zelle von etwa 5,6 Milliwatt. Es gelang ohne Schwierigkeiten bei Belichtung der Zelle mit einer 5 Amp.-Bogenlampe einen kleinen Elektromotor mittels des Photoelektronenstromes anzutreiben.

Die erwähnten Versuche beziehen sich sämtlich auf den Fall, daß die Selenphotozelle ohne jede Vorspannung benutzt wird. Bekanntlich ändern sich aber die Verhältnisse ganz wesentlich, wenn an die Zelle eine Vorspannung gelegt wird. Durch die Vorspannung wird sowohl der Sperrwiderstand als auch der Sperrschichtphotoeffekt geändert und ferner kommt der innere Photoeffekt im Selen hinzu. Eine Trennung des inneren Photoeffektes von dem eigentlichen Sperrschichtphotoeffekt nach der von Kerschbaum[1]) angegebenen Methode ergibt bei der Selenphotozelle, wie orientierende Versuche zeigten, ganz analoge Ergebnisse wie bei der Kupferoxydulzelle. Diese Versuche sind jedoch nicht abgeschlossen. Es mögen nur noch folgende Daten mitgeteilt werden. Legt man an die Zelle eine Vorspannung von 12 Volt, so daß das Selen gegenüber der aufgestäubten Metallelektrode negativ ist und schaltet man in den Stromkreis eine kleine Glühbirne (2 Volt, 0,25 Amp.), so kommt diese bei Belichtung der Zelle mit einer 100 Watt-Glühlampe aus 20 cm Entfernung ins Glühen. Bei einer Vorspannung von nur 4 Volt und Beleuchtung mit einer Bogenlampe erhält man ohne Schwierigkeiten Photoströme in der Größenordnung von 150 Milliamp. Ich glaube, daß in dieser Schaltung die Selenphotozelle zur Steuerung von Relais usw. eine wertvolle Anwendung finden dürfte.

Schließlich wurde noch die Temperaturabhängigkeit des Photoeffektes bei der Selenphotozelle in derselben Weise untersucht, wie es Teichmann[1]) bei der Kupferoxydulzelle getan hat. Es ergab sich bei etwa $+60$ Celsius eine Steigerung der Empfindlichkeit auf etwa den vierfachen Betrag. Dagegen konnte eine Abnahme der Empfindlichkeit auf Null bei Abkühlung der Zelle auf die Temperatur der flüssigen Luft nicht gefunden werden. Die Versuche sind jedoch noch nicht abgeschlossen. Über weitere Messungen an der Selenphotozelle soll demnächst berichtet werden.

1) Naturwissenschaften **18**, 832, 1930.

1) Zeitschr. f. Phys. **65**, 709, 1930 und **67**, 192, 1931.

Physikalisches Institut der Universität Breslau.

(Eingegangen 6. Februar 1931.)

Über die Existenz eines 2 voltigen Terms des Quecksilberatoms.

Von V. Kondratjew.

Die chemischen Eigenschaften des Quecksilberatoms, welches in seinem Grundzustand als valenzlos zu betrachten ist ($^1S_0$), lassen vermuten, daß die chemische Tätigkeit dieses Atoms mit dem Übergang zu einem Tripletniveau verbunden sein muß. Der aus spektroskopischen Daten bekannte ^3P-Term kommt hier nicht in Betracht wegen seiner zu großen Anregungsenergie. Die Notwendigkeit der Anregung dieses vermuteten Tripletterms beim Eintreten des *Hg*-Atoms in die chemische Verbindung, äußert sich dadurch, daß

die Bindungsenergien der Verbindungen vom Quecksilberatom mit einem monovalenten Atom äußerst klein sind. (Vgl. ähnliches Verhalten des C-Atoms, R. Mecke, Zeitschr. f. phys. Chem. B. **7**, 108, 1930.) Nun ergibt sich auf Grund der teils aus optischen teils aus thermochemischen Daten bekannten Trennungsarbeiten der beiden Halogenatome (X) von dem Molekül HgX_2 die Möglichkeit, die Höhe des vermuteten Tripletterms über $^1S_0$-Niveau des Hg-Atoms zu berechnen. (V. Kondratjew, erscheint in der Zeitschr. f. phys. Chem. B). Diese Trennungsarbeiten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (Q_1 bedeutet hier die T. A. des ersten, Q_2 die des zweiten Halogenatoms):

	$HgCl_2$	$HgBr_2$	HgI_2
Q_1	79 kcal.	65 kcal.	53 kcal.
Q_2	27 „	20 „	12 „

Diese Zahlen sind bis auf einige Kilokalorien genau. Sehen wir von der Polarisationsenergie ab, die ebenfalls von der Größenordnung einiger Kilokalorien ist, so können wir die Anregungsenergie (A) des in Frage kommenden Tripletterms berechnen indem wir die Differenz $Q_1 - Q_2$ bilden. Dies ist aus folgender Überlegung ersichtlich:

$$\begin{aligned} Hg^{(II)} + X &= Hg^{(II)}X + Q_1 \\ Hg^{(0)} &= Hg^{(II)} - A \\ \hline Hg^{(0)} + X &= Hg^{(II)}X + Q_2 \\ A &= Q_1 - Q_2 \end{aligned}$$

(Index in Klammern bedeutet hier die Valenz des Hg-Atoms.) So erhalten wir auf Grund der oben angeführten Zahlen folgende A-Werte:

$HgCl_2$	$HgBr_2$	HgI_2
52	45	41

Der Unterschied dieser drei Zahlen ist auf verschiedene deformierende Wirkung des Cl-, Br- und I-Atoms zurückzuführen. Die Energie A beträgt also rund 2 Volt.

Diese Zahl ergibt sich auch auf Grund ganz anderer Überlegungen. Bekanntlich (E. Hulthén, Zeitschr. f. Phys. **50**, 319, 1928) beträgt die Dissoziationsenergie des HgH-Moleküls 8,5 kcal. Diese öfters als „unechte" betrachtete Verbindung (vgl. J. Franck u. E. Rabinowitsch, Zeitschr. f. Elektrochem. **36**, 794, 1930, S. 798) ist von dem hier entwickelten Gesichtspunkt aus als eine gewöhnliche chemische Verbindung anzusehen. Die ungewöhnlich kleine Bindungsenergie beruht hier auch wie im Falle der HgX-Moleküle auf der Notwendigkeit der „Valenzanregung" des Hg-Atoms. Die Energie dieser Anregung können wir auf folgende Weise abschätzen. Die Berechnung der Dissoziationsenergien des normalen (D) und des angeregten (D') HgH^+-Moleküls (auf Grund der Analyse des HgH^+-Spektrums von T. Hori, Nature **125**, 131, 1930) nach der Extrapolationsmethode von Birge und Sponer gibt für diese Größen die Werte: $D \leq 3{,}1$ Volt, $D' \leq 1{,}2$ Volt. Die Diskussion aller möglichen Dissoziationsarten führt zu folgenden Prozessen, welche am meisten wahrscheinlich zu sein scheinen:

$$HgH^+ + D = Hg^+\left(^2S_{\frac{1}{2}}\right) + H,$$
$$HgH^{+\prime} + D' = Hg^{+\prime}\left(^2D_{\frac{3}{2}}\right) + H.$$

Da die Termdifferenz $^2D_{\frac{3}{2}} - {}^2S_{\frac{1}{2}}$ (F. Paschen, Preuß. Akad. d. Wiss. **32**, 536, 1928; Naude, Ann. d. Phys. **3**, 1, 1929) den Wert 4,4 Volt beträgt, so erhalten wir als korrigierten D-Wert $\leq 2{,}25$ Volt (die Anregungsenergie des HgH^+-Moleküls ist 5,45 Volt gleich). Nehmen wir nun an, daß die Bindungsenergie des $Hg^{(II)}H$-Moleküls nicht stark von der des HgH^+-Moleküls abweicht, was auch sonst (z. B. bei O_2 und O^+_2, N_2 und N^+_2) der Fall zu sein scheint. Auf Grund der analogen Überlegungen wie im Fall von HgX:

$$\begin{aligned} Hg^{(II)} + H &= Hg^{(II)}H \sim + 52\ (2{,}25\ \text{Volt}) \\ Hg^{(0)} &= Hg^{(II)} - A \\ Hg^{(0)} + H &= Hg^{(II)}H + 8{,}5 \end{aligned}$$

ergibt sich die Anregungsenergie des Hg-Tripletterms zu $\sim 43{,}5$ kcal, also ~ 2 Volt, was mit dem oben erhaltenen Wert übereinstimmt.

So scheint der vermutete Term tatsächlich zu existieren. Die Tatsache, daß dieser Term spektroskopisch bis jetzt nicht gefunden war, spricht dafür, daß wir hier mit einem in bezug auf viele bekannten Terme des Hg-Atoms metastabilen Term (vielleicht mit einem ^3F-Term) zu tun haben.

Leningrad, Phys.-Techn. Institut.

(Eingegangen 28. Dezember 1930.)

VORTRÄGE VON DER 12. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN–SACHSEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 6. UND 7. JANUAR 1931 IN DRESDEN.

W. Steubing (Breslau), Über den Effekt von gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern auf die Balmerlinien des Wasserstoffs.

Der Vortragende berichtete über seine vorläufigen Ergebnisse, die in einer kurzen Mitteilung bereits in den Naturwissenschaften (**18**, H. 50, Seite 1098) veröffentlicht sind. Die Intensitätsschwächung der Starkeffektkomponenten, die Nachteile der Lo Surdo-Methode bei Verwendung gekreuzter Felder wurden an Hand von Spektrogrammen und Lichtbildern gezeigt. Registrierkurven vom Starkeffekt bei H_β unter Benutzung der Starkschen Methode ließen den Einfluß der elektrischen Feldrichtung auf die Intensitätsverteilung ferner die Verschiebung der Komponenten bei verschiedenen Feldstärken erkennen. Der ausführliche Bericht über die noch in Gang befindlichen Untersuchungen wird später an anderer Stelle erscheinen.

F. Bloch (Leipzig), Zur Theorie der Magnetisierungskurve ferromagnetischer Einkristalle.

Die Messungen von Kaya u. a. an ferromagnetischen Einkristallen zeigen, daß diese remanenzfrei sind und eine Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Richtung der Magnetisierung gegen die Kristallachsen aufweisen.

Führt man eine mit den Symmetriebedingungen des Kristalls verträgliche Zusatzenergie ein, die von den Winkeln der Magnetisierung gegen die Kristallachsen abhängt, so wird der endliche Anstieg der Magnetisierung mit wachsendem Feld in einer Richtung schwerer Magnetisierbarkeit ohne weiteres verständlich, da zum Drehen eine bestimmte Energie aufgewendet werden muß. Dagegen würde man zunächst in der Richtung leichtester Magnetisierung erwarten, daß sich schon in den schwächsten Feldern der Kristall bis zur Sättigung magnetisiert. In Wirklichkeit sind hierzu jedoch, z. B. im Falle des von Kaya untersuchten *Co*, noch Felder von etwa 100 Gauss notwendig. Zur Erklärung dieser Erscheinung ist es nötig, die magnetische Wechselwirkung der Elektronenspins näher zu untersuchen. Sie bewirkt, daß sich gleichorientierte Spins im Innern des Kristalls zu länglichen Gebieten zusammenschließen, deren Form und Größe von der Temperatur abhängt. Während ohne magnetische Wechselwirkungskräfte die Entropie des Kristalls bis zur Sättigung unabhängig von der Größe der Magnetisierung ist, bewirkt nun die Bildung der „Elementargebiete", daß der wahrscheinlichste Zustand des Kristalls ein solcher ist, wo in der einen Richtung ebensoviele Gebiete magnetisiert sind, wie in der entgegengesetzten. Dies erklärt das Anwachsen der freien Energie mit wachsender Magnetisierung und damit den beobachteten endlichen Anstieg der Magnetisierung in der Richtung leichtester Magnetisierung.

E. H. L. Meyer (Leipzig) und Gg. Otterbein (Leipzig), Dipolmoment und Kerreffekt.

Gase und Flüssigkeiten sind auch dann optisch isotrop, wenn sie aus anisotropen Molekülen bestehen. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die anisotropen Moleküle innerhalb des Mediums nach allen möglichen Richtungen orientiert sind. Im Mittel ist keine Richtung bevorzugt und die Substanzen erscheinen daher isotrop. Die Anisotropie muß aber beobachtbar werden, wenn wir die Moleküle z. B. durch ein äußeres elektrisches Feld orientieren. Die beim Kerreffekt auftretende Doppelbrechung ist ein Maß für diese Anisotropie der Moleküle.

Mißt man die Doppelbrechung mit sichtbarem Licht, so ist die benutzte Wellenlänge sehr viel größer als die Dimensionen der Moleküle, und wir dürfen diese daher als ein Kontinuum auffassen. Das Molekül können wir ersetzen durch ein dreiachsiges Deformationsellipsoid mit den drei Tensorkomponenten (α, β, γ); diese drei Größen sind die Polarisierbarkeiten des Moleküls in den drei Hauptrichtungen. Sie sind abhängig von der Wellenlänge des benutzten Lichtes:

$$(\alpha, \beta, \gamma) = f(\lambda).$$

Für die Frequenz Null streben (α, β, γ) einem endlichen Grenzwerte $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ zu. Diese drei Konstanten charakterisieren unser Ellipsoid speziell im statischen Felde. Haben wir es mit einer Dipolsubstanz zu tun, so wird mit dem das Molekül charakterisierenden Ellipsoid noch ein festes Dipolmoment μ zu verbinden sein, im allgemeinen in einer Richtung, die keinen Zusammenhang

mit der Orientierung der Achsen des Ellipsoides hat.

Legt man nun ein äußeres Feld an, dann beobachten wir die Superposition zweier Effekte: Erstens orientiert sich das Molekül zufolge seines Momentes und zweitens sucht sich auch die Achse größter Polarisierbarkeit in Richtung des äußeren Feldes einzustellen. Störend wirkt beiden Richtungseffekten die Temperaturbewegung der Moleküle entgegen. Wir erhalten eine Boltzmann-Maxwellsche Verteilung.

Durch eine so orientierte Substanz schicken wir senkrecht zum Felde einen Lichtstrahl. Ohne das äußere Feld gilt für den Lichtstrahl allein die Beziehung:

$$\frac{n_0^2-1}{n_0^2+2}=\frac{4\pi}{3}N_0\frac{\alpha+\beta+\gamma}{3}, \qquad (1)$$

Dabei ist n_0 der Brechungsindex der reinen Substanz in unbeeinflußtem Zustand, N_0 die Anzahl Moleküle im cm³, und die Größe $\frac{\alpha+\beta+\gamma}{3}$ die mittlere Polarisierbarkeit des Moleküls. Bringen wir die Substanz unter den Einfluß eines äußeren Feldes, so haben wir die zwei Fälle zu betrachten, daß die statische und die optische Feldstärke mit ihren Richtungen zusammenfallen bzw. senkrecht aufeinanderstehen. Es zeigt sich, daß in beiden Fällen für die Lichterregung ein weiterer Polarisationsanteil hinzukommt. Jedes Molekül erhält zu den oben besprochenen Wirkungen des statischen Feldes noch eine optisch erzeugte Momentamplitude, die aber nur in Richtung der optischen Feldstärke einen endlichen Mittelwert hat[1]). In beiden Fällen mit den Brechungsexponenten n_p bzw. n_S kommen zur Lorenz-Lorentz-Gleichung noch Zusätze hinzu, wobei der Zusatz im ersteren Falle, in dem statische und optische Feldstärke in eine Richtung fallen (n_p), doppelt so groß ist wie im zweiten Falle, wo die Feldstärken aufeinander senkrecht stehen (n_S), und außerdem noch das entgegengesetzte Vorzeichen hat. Es ist

$$\frac{n_p^2-1}{n_p^2+2}=\frac{4\pi}{3}N\left[\frac{\alpha+\beta+\gamma}{3}+2(\Theta_1+\Theta_2)\frac{Z^2}{2}\right] \qquad (3)$$

$$\frac{n_S^2-1}{n_S^2+2}=\frac{4\pi}{3}N\left[\frac{\alpha+\beta+\gamma}{3}-(\Theta_1+\Theta_2)\frac{Z^2}{2}\right]. \qquad (4)$$

Dabei ist Z die innere, am Molekül direkt angreifende Feldstärke, die mit dem äußeren Felde E durch folgende Beziehung zusammenhängt:

Es ist $$Z=\left(1+\frac{4\pi}{3}x\right)E. \qquad (5)$$

Zu beachten ist ferner, daß durch die infolge des äußeren Feldes bedingte Elektrostriktion $N_0=N$ wird. Endlich sind die Ausdrücke Θ_1 und Θ_2 von der Form:

$$\Theta_1=\frac{1}{45}\frac{1}{K}\frac{1}{T}[(\alpha_0-\beta_0)(\alpha-\beta)+(\beta_0-\gamma_0)(\beta-\gamma)+(\gamma_0-\alpha_0)(\gamma-\alpha)] \qquad (6)$$

$$\Theta_2=\frac{1}{45}\cdot\frac{1}{K^2}\frac{1}{T^2}[(\mu_1^2-\mu_2^2)(\alpha-\beta)+(\mu_2^2-\mu_3^2)(\beta-\gamma)+(\mu_3^2-\mu_1^2)(\gamma-\alpha)]. \qquad (7)$$

μ_1, μ_2, μ_3 sind die Komponenten des permanenten Momentes μ in Richtung der Achsen des Ellipsoids der Polarisierbarkeit; K ist die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Für die beim Kerreffekt auftretende Doppelbrechung gilt dann die Beziehung:

$$n_p-n_S=\frac{(n_0^2-1)(n_0^2+2)}{2n_0^2}\cdot\frac{3(\Theta_1+\Theta_2)}{(\alpha+\beta+\gamma)}\cdot\left(\frac{\varepsilon+2}{3}\right)^2\cdot\frac{E^2}{2}=K_\varepsilon\cdot E^2, \qquad (8)$$

wobei K_ε die Kerrkonstante bedeutet und ε die Dielektrizitätskonstante ist.

Die Größe Θ_1 ist charakteristisch für die Anisotropie des Moleküls, die Größe Θ_2 ist charakteristisch für den durch das permanente Moment bedingten Effekt. Dementsprechend können wir auch die Kerrkonstante in zwei Teile zerlegen, nämlich in K_1, das Anisotropieglied, und in K_2, das Dipolglied. Dabei ist $K_\varepsilon=K_1+K_2$. Für K_1 sind bisher immer positive Werte gefunden worden. K_2 kann ohne weiteres negativ werden und K_1 überwiegen, so daß dann die Kerrkonstante polarer Substanzen negative Werte annimmt. Das bedeutet, daß die Richtung des permanenten Momentes und die der Achse größter Polarisierbarkeit nicht zusammenfallen, sondern einen genügend großen Winkel miteinander bilden. Tatsächlich sind auch nur an Dipolsubstanzen negative Werte der Kerrkonstanten gefunden worden[2]). Den Hauptanteil an der Doppelbrechung polarer Substanzen hat immer das Dipolglied, wie H. A. Stuart[3]) in einer

1) Handb. d. Radiologie Bd. VI „Theorie d. elektrischen und magnetischen Molekulareigenschaften" von P. Debye, S. 754 u. f.

2) Lippmann, Dissertation Leipzig 1912; W. Schmidt, Dissertation Göttingen 1901; R. Leiser, Elektrische Doppelbrechung der Kohlenstoffverbindungen; Abhandlungen d. Bunsen-Gesellschaft Nr. 4.

3) H. A. Stuart, K. L. Wolf u. G. Briegleb, Zeitschr. f. Phys. Chemie **6**, 186 ff., 1929.

Tabelle zeigt, in der die Kerrkonstanten von Dipolsubstanzen in Dampfform in die Werte K_1 und K_2 getrennt sind.

Es hat sich gezeigt, daß bei mehrfach substituierten Benzolderivaten das Gesamtmoment in erster Näherung vektoriell zusammengesetzt werden kann aus den Einzelmomenten. Es erhebt sich nun die Frage, ob eine analoge Gesetzmäßigkeit auch für die Tensoren (α, β, γ) der Polarisierbarkeiten gilt. Diesem Problem sind wir bei den Chlorbenzolen nachgegangen. Dabei ist angenommen, daß an Stelle von C_6H_5 bzw. Cl des

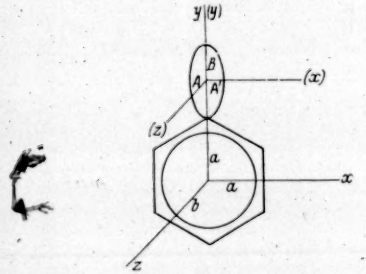

Fig. 1.

Monochlorbenzols etwa je ein Ellipsoid gesetzt werden kann. Beide sollen rotationssymmetrisch sein, wie Fig. 1 zeigt.

Die Dispersion ist dabei zunächst vernachlässigt, es fallen also die Tensorkomponenten (α, β, γ) und (α_0, β_0, γ_0) mit ihren Richtungen zusammen. Beide treten dann in der Rechnung zu einer Größe vereinigt auf.

Das resultierende Ellipsoid mit den Tensorkomponenten (α_{11}, β_{22}, γ_{33}) ist dann additiv aus den Tensoren (a, a, b) und (A, B, A) der beiden Einzelellipsoide errechnet. Führt man diese Rechnung bei den Chlorbenzolen durch (also bei mono-ortho-meta-para), dann erhält man insgesamt 4 Gleichungen, die gestatten, aus zwei gemessenen Kerr-Konstanten die noch fehlenden zwei zu berechnen und mit der Erfahrung zu vergleichen.

Dazu sind die aus der Literatur bekannten Werte nicht brauchbar, denn wie bei Dipolmessungen kommen auch hier nur Messungen in stark verdünnten Lösungen in Betracht, wegen der störenden Wirkungen der Molekülassoziation. Aus den Werten für diese Lösungen muß dann noch auf unendliche Verdünnung extrapoliert werden.

Nur Lippmann[1]) hat die Chlorbenzole in verdünnten Lösungen beobachtet, doch bestehen gegen seine Messungen starke Einwände. Die Kerrkonstante hängt von der Temperatur und von der Wellenlänge des benutzten Lichtes wesentlich ab. Und gerade diese beiden Variablen hat Lippmann zu wenig beachtet. Speziell mißt er nur mit weißem Licht. Wir haben daher die Messungen bei konstanter Temperatur und mit der Wellenlänge 5461 Å des Quecksilberbogens erneut durchgeführt. Als Lösungsmittel wurde wie bei Lippmann Benzol verwandt. Die experimentelle Anordnung ist aus Fig. 2 ersichtlich.

Das Licht wird geradlinig so polarisiert, daß seine Polarisationsebene mit der Richtung des elektrischen Feldes einen Winkel von 45° bildet. So ist erreicht, daß die beiden Schwingungskomponenten des einfallenden Lichtes einmal parallel der elektrischen Feldstärke und einmal senkrecht dazu schwingen. Die Doppelbrechung wird mit einem Babinet-Soleilschen Kompensator und Halbschatten gemessen. Die Kerrzelle selbst ist noch von einem Kühlmantel umgeben, so daß immer bei derselben Temperatur gemessen werden kann.

Experimentell gemessen wird die Kerrkonstante B, die durch die Beziehung:

$$\frac{\pi}{\lambda} B = \frac{n_p - n_S}{\lambda E^2} = \frac{\Delta}{l E^2} \qquad (9)$$

definiert ist.

B ist demnach der Gangunterschied zwischen der parallel zum Feld schwingenden Welle und der senkrecht zum Feld schwingenden Welle, gemessen in Wellenlängen pro Einheit der durchlaufenen Strecke l und pro Einheit des elektrischen Feldes. B kann in die oben erwähnte Kerrkonstante Ke übergeführt werden durch die Beziehung

$$K_e = \frac{\lambda}{n_0} B = B \cdot \lambda_0 , \qquad (10)$$

wobei λ_0 die Wellenlänge des Lichtes im unbeeinflußten Medium bedeutet.

Auch unsere Zahlenwerte bedürfen heute noch einer genaueren Sicherstellung. Wir geben daher

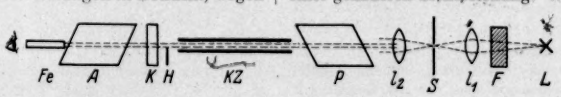

Fig. 2. L = Lichtquelle; l_1; l_2 = Linsen; F = Farbfilter; S = Blende; P = Polarisator; KZ = Kerrzelle mit Kondensator; K = Kompensator; H = Halbschatten; A = Analysator; Fe = Fernrohr.

1) Lippmann, Dissertation Leipzig 1912.

für die Größenordnung der Kerrkonstanten bei den Chlorbenzolen nur die Reihe:

ortho-mono-meta-para,

und fragen zunächst, ob sich eine entsprechende Reihenfolge aus unseren Vorstellungen über die Additivität der Tensoren ergibt. In Übereinstimmung mit den gemessenen Werten sind auch die errechneten Kerrkonstanten der meta- und para-Form klein, wenn man von mono und ortho ausgeht. Immerhin ist die Reihenfolge noch nicht eindeutig sichergestellt. Berechnet man umgekehrt aus den Werten für mono und para diejenigen für meta und ortho, dann ist für ortho Übereinstimmung vorhanden, für meta müßte jedoch bei Vernachlässigung der Wirkung des Benzols eine negative Konstante auftreten. Bei Berücksichtigung der Wirkung des Benzols wird sie positiv, bleibt aber immer noch kleiner als die experimentelle Kerrkonstante des Dichlörbenzols para. Selbst die relativ kleine Wirkung des Benzolkernes darf also nicht vernachlässigt werden. Zur Klärung der Frage sind weitere Versuche im Gange.

Herrn Prof. Dr. Debye sind wir für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein förderndes Interesse zu bestem Dank verpflichtet.

Leipzig, Physikalisches Institut, Februar 1931.

E. H. L. Meyer (Leipzig), Ramaneffekt und Assoziation.

Versuche über den Raman-Effekt bei Flüssigkeitsgemischen sind in großer Anzahl gemacht[1]). Das Ergebnis läßt sich dahin zusammenfassen, daß im allgemeinen Superposition der den reinen Substanzen zukommenden Einzeleffekte beobachtet wird. Innerhalb der Meßgenauigkeit von 1—2 Å je nach Wellenbereich waren keine Verschiebungen der Ramanlinien bei Gemischen gegenüber denen der reinen Substanzen festzustellen. Den Fall der elektrolytischen Dissoziation[2]) schließen wir dabei aus.

Man hat daraus geschlossen, daß die Wirkungen des inneren Feldes in einer Flüssigkeit, daß die Molekularassoziationen im Ramaneffekt nicht beobachtbar sind. Das Zusammentreten der neutralen (speziell organischen) Moleküle zu größeren Komplexen läßt sich im Ramaneffekt auch durch Auftreten neuer Linien nicht nachweisen.

Dennoch besteht gegen alle diese Schlüsse das folgende Bedenken: Man kennt bei den meisten untersuchten Flüssigkeitsgemischen die Assoziationsverhältnisse überhaupt nicht. Ferner sind die Gemische in der großen Mehrzahl nur bei einer einzigen Konzentration untersucht. Meist sind gleiche Volumina beider Komponenten zusammengegossen[1]).

Die Assoziationsverhältnisse in binären Flüssigkeitsgemischen lassen sich unter bestimmten Bedingungen aus dielektrischen Messungen ermitteln: Man mißt die Molekularpolarisation einer Dipolsubstanz in einem indifferenten Lösungsmittel in Abhängigkeit von der Konzentration. Dabei geht man von der Voraussetzung aus, daß die Molekularpolarisation des Lösungsmittels (meist Hexan, Benzol, Schwefelkohlenstoff oder Tetrachlorkohlenstoff) für alle Konzentrationen denselben Wert hat. Debye hat im Handbuch der Radiologie Bd. VI diese Verhältnisse eingehend diskutiert. Dort ist gezeigt, daß man unter dieser Voraussetzung ansetzen darf:

$$P_{12} = f_1 P_1 + f_2 P_2,$$

wenn P_{12} die Molekularpolarisation des Gemisches, P_1 bzw. P_2 diejenige der reinen Substand und f_1 und f_2 die Molkonzentrationen sind.

In Fig. 1 sind die Molekularpolarisationen von Äthyläther-Benzolgemischen und Äthylalkohol-Tetrachlorkohlenstoff-Gemischen in Abhängigkeit von der molaren Konzentration aufgetragen. Im ersteren Fall (gestrichelte Kurve)

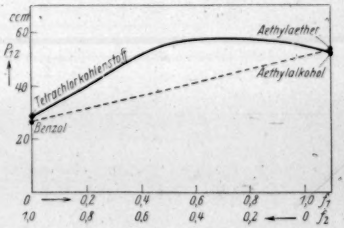

Fig. 1.

haben wir eine Gerade von der Molekularpolarisation des reinen Lösungsmittels zu der der reinen Substanz. Beim C_2H_5OH—CCl_4-Gemisch[2]) (ausgezogene Kurve) erhalten wir eine Kurve, die noch deutlicher wird, wenn wir nach obiger Gleichung P_2 berechnen und als Funktion von f_2 auftragen Fig. 2: Es zeigt sich, daß sich die Molekularpolarisation von Äthylalkohol derart ändert, daß sie bei etwa 35 Molprozenten ein Maximum hat. Die Erklärung dieses Maximums wurde von

1) Siehe die Zusammenstellung Ind. Journ. of Phys. **V**, 309, 1930.

2) L. A. Woodward, Physik. Zeitschr. **32**, 212, 1931.

1) Dadieu und Kohlrausch, Physik. Zeitschr. **31**, 514, 1930.

2) Diese Messungen hat Herr cand. phys. Müller im Leipziger Physikalischen Institut für mich durchgeführt. Ich danke ihm auch an dieser Stelle.

Debye[1]) so gegeben, daß sich Einzelmoleküle der unendlich verdünnten Lösung mit steigender Konzentration zu langgestreckten Doppelmolekülen (Fig. 3) zusammenlagern und ein Gebilde von doppeltem Dipolmoment liefern. Steigt

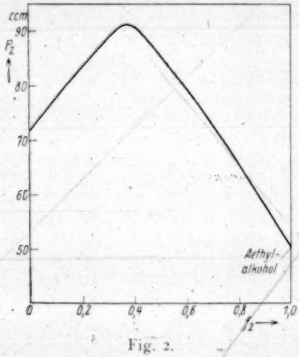

Fig. 2.

die Konzentration weiter, dann treten ringförmig assoziierte Komplexe auf mit dem Dipolmoment Null.

Wenn sich die Assoziation im Ramanspektrum überhaupt äußert, dann wird man erwarten dürfen, gerade bei diesem Maximum in unserer C_2H_5OH—CCl_4-Kurve einen Effekt zu finden.

Die Untersuchungen sind mit einem Spektrographen 1:2,7 durchgeführt[2]). Zunächst wurde

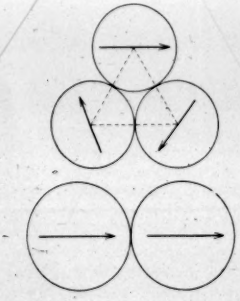

Fig. 3.

Äthylalkohol untersucht. Tetrachlorkohlenstoff war dabei das weitaus geeignetste Lösungsmittel. Hexan scheidet aus, da sein Ramanspektrum dem des Äthylalkohols zu ähnlich ist. Benzol ist sehr linienreich und gibt in Gemischen einen starken kontinuierlichen Grund. Schwefelkohlenstoff reagiert photochemisch. Die Genauigkeit der Messungen betrug im gelben und grünen Spektralgebiet ca. 2 Å, im blauen und violetten ca. 1 Å. Die Auswertung sämtlicher Platten geschah mit Hilfe eines Zeiss'schen Mikrophotometers.

Das Ergebnis dieser Messungen ist: Es sind keine neuen Linien festgestellt, die den Komplexen $(C_2H_5OH)_2$ bzw. $(C_2H_5OH)_3$ d. h. den Schwingungen der einzelnen Alkohole gegeneinander hätten zugeordnet werden können. Die aus den Messungen an reinen Substanzen gefundenen Ramanlinien liegen auch in den Gemischen am gleichen Platz.

Allerdings ist gegen diese Resultate noch ein Einwand möglich: Die Zuordnung der einzelnen Ramanlinien zu den Primärlinien des Quecksilberbogens ist nicht ganz eindeutig. Eine genaue Durchrechnung ergibt, daß bei Methylalkohol viele Ramanlinien mehreren Primärlinien zugeordnet werden können. Oft müßten zwei Ramanlinien von verschiedenen Primärlinien und mit verschiedener Frequenzverschiebung vorhanden sein, wo das Auge nur eine Linie sieht, das Photometer nur einen Energieberg gibt. Wir haben daher die Messungen am System Methylalkohol-Tetrachlorkohlenstoff wiederholt. Dort ist an der Zuordnung der Linien kein Zweifel möglich. Das Ergebnis ist dasselbe: Weder treten neue Linien auf, noch sind die bei reinen Substanzen beobachteten Linien innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 Å bzw. 2 Å verschoben. Dies führt zu der Frage, wann überhaupt Ramanlinien zu erwarten sind. Einen Fingerzeig können die Untersuchungen an Lösungen von $Cu.SO_4$ geben. Dies Salz ist in wäßriger Lösung nach den Vorstellungen der Chemiker sicher hydratisiert. Dennoch findet man davon im Ramaneffekt keine Spur. Kupfersulfat verhält sich nicht anders wie die übrigen, sicher nicht hydratisierten Sulfate. Leitet man nun Ammoniak in die Lösung ein, dann bildet sich das Komplexsalz $Cu(NH_3)_4SO_4$. Jetzt tritt auch im Ramanspektrum ein neues breites Band auf. Bhagavantam[1]) hat an SO_3 bzw. S_2O_6 beobachtet, daß jeder Modifikation ganz bestimmte Frequenzen zugeordnet werden können. Diese Tatsachen legen den Schluß nahe, daß wir Ramanlinien immer da erhalten, wo eine definierte chemische Bindung zwischen denselben Partnern vorhanden ist. Im Gegensatz dazu sind bei den Assoziationen nicht stets die gleichen Moleküle aneinander gekettet, es finden dauernde Platz-

1) Handbuch der Radiologie VI; siehe auch P. Debye, „Polare Molekeln", Hirzel 1929.

2) E. H. L. Meyer, Physik. Zeitschr. **31**, 699, 1930.

1) Bhagavantam, Ind. Journ. Phys. V. 49. 1930.

wechsel statt. Unsere Fig. 3 stellt nur ein Momentbild dar, keinen Dauerzustand. Es sind nicht stets die gleichen Partner beisammen, sondern im dauernden Wechsel immer diejenigen Moleküle, die sich zufällig hinreichend nahe kommen. Dann aber können wir Linien, die den Assoziationen entsprechen, überhaupt nicht erwarten. Bei diesen „physikalischen" Assoziationen gehen bei den Schwingungen zwischen den Molekülen noch ganz verschiedene Werte von kinetischer Energie der einzelnen Partner mit ein. Es entsteht ein kontinuierlicher Grund.

Wesentlich unübersichtlicher werden die Verhältnisse, wenn wir 2 Dipolsubstanzen mischen. Daß dann die elektrischen Streufelder eine Wirkung ausüben können, zeigen Untersuchungen an dem System Methylalkohol-Wasser. In der Fig. 4 sind die Photometerkurven für dies System bei verschiedenen Konzentrationen im Wellengebiet zwischen 4358 Å und 4916 Å reproduziert. Man sieht leicht, wie mit abnehmender Konzentration von Methylalkohol eine in der reinen Substanz kaum erkennbare Linie (Pfeil) deutlicher wird. Sie nimmt an Intensität zu. Man kann eine Verschiebung um etwa 5 Å nach kürzeren Wellen hin beobachten. Die einzelnen Linien der gesamten Gruppe werden schärfer. Das Verhalten ist dasselbe, wie wir es von der Ramanbande des Wassers[1]) bei 4696 Å schon kennen, wenn wir z. B. NO_3-Ionen einbringen: Auch dort werden die Einzelbanden schärfer, auch dort finden Intensitätssteigerung und Verschiebung nach violett statt.

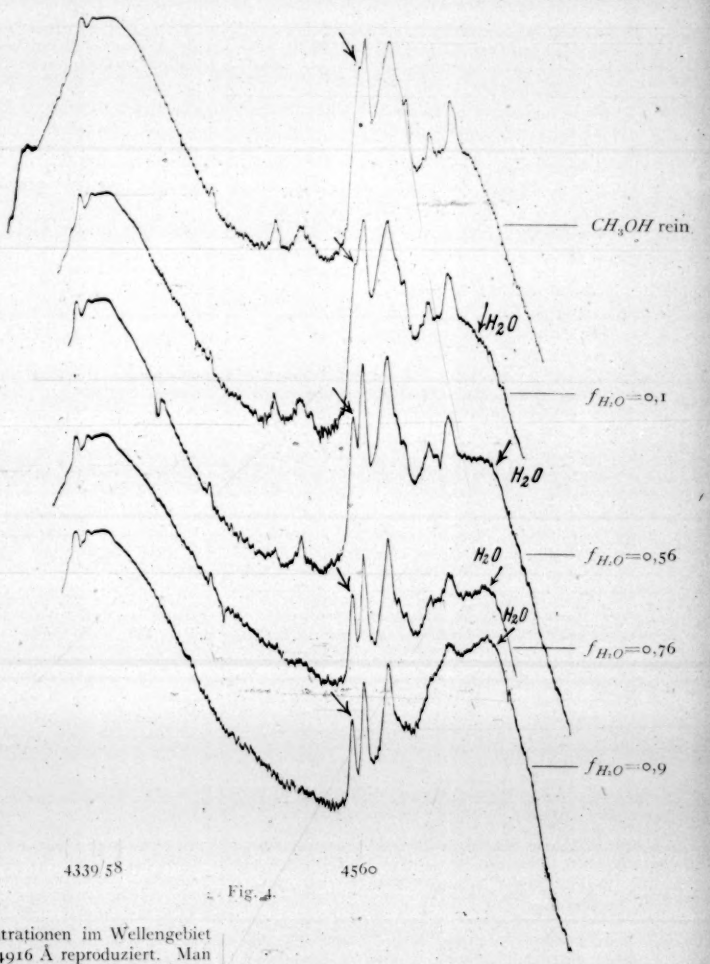

Fig. 4.

Herrn Prof. Dr. Debye danke ich für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

1) Dadieu und Kohlrausch, Naturw. **17**, 625, 1929; Gerlach, Physik. Zeitschr. **31**, 695, 1930; E. H. L. Meyer, ebenda 509, 510, 699.

H. Joachim (Dresden), Die Lichtverteilungskurven optischer Bilder. (Ausführliche Veröffentlichung in der Zeitschr. f. techn. Phys. Märzheft 1931.)

Bei der üblichen Behandlungsweise optischer Abbildungen wird auf die Art der Strahlung des Objektes wenig Rücksicht genommen. In Fällen, bei denen das Objekt ein strahlender Körper ist, wie bei Scheinwerfern oder auch bei Projektionsapparaten, kann man jedoch von den Strahlungseigenschaften des Körpers nicht absehen. Es genügt hierbei im allgemeinen nicht, das optische Bild des Strahlers zu kennen, man muß vielmehr noch wissen, welche Strahlungseigenschaften das Bild des Strahlers hat.

Die Strahlungseigenschaften pflegt man in der Lichttechnik festzulegen durch die Lichtverteilungskurve. Bei ebenflächigen Strahlern — denn diese lassen sich geometrisch optisch am einfachsten behandeln — ist die Lichtverteilungskurve im allgemeinen gegeben durch den Lambertschen Kreis. Abweichungen hiervon sind sowohl theoretisch als auch in der Praxis häufig. So hat z. B. die Lichtverteilungskurve des freistrahlenden Kraters der Bogenlampe eine längs der Symmetrieachse gestreckte birnenförmige Gestalt, die Lichtverteilungskurve der Glühlampe dagegen weicht von der Lambertschen Strahlung ab im Sinne einer Abplattung in Richtung der Symmetrieachse.

Nimmt man an, daß das abbildende System aberrationsfrei und im Sinne erfüllter Sinusbedingung aplanatisch korrigiert sei, so lassen sich über die Transformierung der Lichtverteilungskurven bei der optischen Abbildung einige allgemein gültige Gesetze aufstellen. Man kommt dabei am einfachsten zum Ziel, wenn man zunächst die Kurven der Lichtverteilung transformiert in die Kurven der Leuchtdichten. Innerhalb eines optischen Strahlengangs ist die Leuchtdichte in konjugierten Richtungen stets die gleiche, wenn man von Absorptions- und Reflexionsverlusten absieht. Die Transformierung der Leuchtdichtekurven vom Objektraum in den Bildraum kann daher unter Berücksichtigung des Sinussatzes ohne weiteres erfolgen. Geht man schließlich von den Leuchtdichtekurven wieder über zu den Lichtverteilungskurven, so läßt sich danach für jede Vergrößerung eine beliebige Lichtverteilungskurve vom Objektraum in den Bildraum überführen.

Es ergeben sich dabei folgende allgemein gültigen Gesetze:

1. Ist die Strahlung im Objektraum eine Lambertsche Strahlung, so ist auch die Strahlung im Bildraum unabhängig von der Vergrößerung einer Lambertschen Strahlung.

2. Bei Vergrößerung 1 ändert sich die Gestalt der Lichtverteilungskurve nicht.

3. Weicht die Strahlung im Objektraum ab von der Lambertschen Strahlung, so wird diese Abweichung bei einem vergrößernden System noch weiter vergrößert, bei einem verkleinernden System dagegen verkleinert.

4. Bei hinreichend starker optischer Verkleinerung geht jede von der Lambertschen Strahlung abweichende Strahlungsart in eine Lambertsche Strahlung über.

BESPRECHUNGEN.

W. Müller, Mathematische Strömungslehre. Gr.-8°. IX u. 239 S., mit 137 Textabbildungen. Berlin 1928. J. Springer. RM 18.—, gebunden RM 19.50.

Die vorliegende „mathematische Strömungslehre" enthält, von geringfügigen Ausnahmen abgesehen, die Hydrodynamik reibungsloser inkompressibler Medien. Es ist gut, dies zu betonen, da in neuerer Zeit gerade auch die Hydrodynamik der reibenden Flüssigkeiten — man denke nur an Oseens Hydrodynamik — sich eines sehr erheblichen mathematischen Apparats bedient. Innerhalb des aus dem Titel nicht ersichtlichen verengten Gebiets jedoch enthält das Buch in ansprechender Darstellung alles Wesentliche von den klassischen Grundlagen bis in die neuesten Arbeiten und die verschiedenen Anwendungsgebiete hinein.

Zum Überblick diene folgende Inhaltsangabe: Grundgesetze der Strömungslehre. Umformungen und funktionentheoretische Hilfsmittel. Strömungen um feste Körper. Stromfelder mit freien und gebundenen Wirbeln. Einfluß von Zirkulationen und Wirbeln auf den Strömungsdruck an zylindrischen Körpern. Methode des unstetigen Potentials. Theorie des Tragflügels. Aus der Theorie des Propellers. Strömung in Kreisel- und Turbinenrädern. — Von neueren ausführlicher behandelten Arbeiten seien erwähnt: Kármáns Anwendung der Quellsenkenmethode für die Querströmung um Rotationskörper, die Kräfte am rotierenden Zylinder (Magnuseffekt), Levi-Civitàs Arbeiten zur Methode des unstetigen Potentials. Ferner ist noch zu erwähnen, daß auch die eigenen Arbeiten des Verfassers zur Tragflügeltheorie ausführlicher zu Wort kommen. Der Abschnitt über Kreiselräder enthält auch die neueren Arbeiten von Spannhake und von Sörensen.

Das Buch erscheint nach allem Gesagten zur Einführung für Studierende mathematisch-physikalischer und auch technischer Richtung, aber in Anbetracht der Verarbeitung neuerer Literatur auch als Hilfsbuch für wissenschaftliche Arbeiten sehr gut geeignet. L. Schiller.

Gg. Jahn, Radiotechnik VII: Die Sender. 120 S. m. 52 Fig. u. 16 Tafeln. 1. Aufl. Sammlung Göschen, Bd. 1018. Berlin u. Leipzig 1930. W. de Gruyter & Co. Geb. RM 1.80.

Das Büchlein gibt nicht, wie der Titel erwarten ließe, eine Beschreibung der verschiedenen Arten der Sender, vielmehr sucht es dem Leser klar zu machen, welche Punkte für eine wirtschaftliche und gute Funkverbindung von Bedeutung sind.

Die folgenden Kapitel werden behandelt:

I. Wirtschaftlichkeit und Ausnutzbarkeit.

II. Drahtlose Schnelltelegraphie.

III. Die Tastung.

IV. Resonanzschärfe und Wellenkonstanz.

V. Die Konstanthaltung der Drehzahl und Spannung von elektrischen Maschinen.

VI. Die Oberwellen und ihre Unterdrückung.

VII. Funkpeilung.

VIII. Drahtlose Bildtelegraphie.

Die Darstellung ist klar und verständlich, nicht wenig trägt dazu bei die Behandlung der theoretischen Abschnitte und die große Zahl der Figuren und Tafeln. Daß das Wort „Telefunken" vielleicht eine etwas große Rolle spielt, kann man dem Verfasser infolge seiner Stellung nicht verübeln. Jedenfalls wird das Büchlein durch seinen Inhalt gerade auch den Physiker interessieren. Herweg.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1931.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik II, 4, Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theorie der Wechselströme, 1; Theorie der Wärmestrahlung, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Wieselsberger:** Ausgewählte Kapitel aus der Aero- und Hydrodynamik, 2; Seminar über Fragen der Aerodynamik und Flugtechnik (mit v. Karman, Mathar und Scheubel), 2. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel zur Experimentalphysik Spektroskopie, 1. — **Scheubel:** Angewandte Aerodynamik, 2; Messung von Flugleistungen, 2. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, halb- und ganztägig, für Anfänger (mit Veillon), 8, für Mediziner und Ärzte (mit Wehrli), 2; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Vektor- und Tensorrechnung, 2, Übungen, 1; Elektrizitätstheorie, 5, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1. — **Veillon:** Einführung in die Radioaktivität, 1 *g*. — **Zickendraht:** Radiotechnik II: Rundspruchwesen und seine internationale Regelung, 2; Radiotelegraphisches Praktikum: Röhrentechnik, Elektroakustik, 3; Praxis der Elektronenröhren, 2. — **Zehnder:** Maschinenkunde für Chemiker I, 1; Physik des täglichen Lebens mit einfachsten Experimenten, 1. — **Schmidt:** Energetische Elektrochemie, 1; Ozonisierung und Ionisation der Luft, 1. — **Bürki:** Photographische Chemie, 1; Photographisch-chemisches Praktikum, 3; Die Photographie als Hilfsmittel in Wissenschaft und Technik, 1. — **Erlenmeyer:** Gasanalyse, 1, Übungen, 1. — **Wehrli:** Statischer Aufbau der Körper, 1. —

Universität Berlin. **Nernst:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Sommer, Czerny und Skaupy), tägl. — **Schrödinger:** Feldphysik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit v. Laue und Pringsheim), 1½; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit Kallmann, London, Möglich und Szillard) 1½ *g*. — **v. Laue:** Physik der Röntgenstrahlen, 2. — **Ladenburg:** Magnetismus, 2; Physikalische Forschungsarbeiten für physikalische Chemie und Elektrochemie, tägl. — **Hettner:** Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1; Kolloquium (mit Wehnelt, Pringsheim, Sommer, Czerny, Schumann und Skaupy), 1 *g*. — **Reichenbach:** Die philosophischen Probleme von Raum und Zeit, 3; Naturphilosophisches Seminar, 2. — **Gehrcke:** Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in den Naturwissenschaften, 2. — **Henning:** Thermodynamik für Fortgeschrittene, 2. — **Möglich:** Statistische Methoden in der Gastheorie, 4. — **Pringsheim:** Optische Methoden zur Untersuchung von Molekülen, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Paschen:** Grundlagen spektroskopischer Forschung, 2. — **Grotrian:** „Verbotene" Spektrallinien in irdischen und kosmischen Lichtquellen, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4; Spektroskopische Forschungsarbeiten (mit Schüler), tägl. — **Czerny:** Dispersionstheorie, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Frl. Lise Meitner:** Experimentelle und theoretische Fragen der Atomkernprozesse, 1; Physikalisch-radioaktive Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **London:** Relativitätstheorie, 2. — **Byk:** Nichteuklidische Geometrie und Mechanik, 2. — **Weissenberg:** Struktur der Festkörper II, 1. — **Meissner:** Metallische Leitfähigkeit einschließlich Supraleitung mit Demonstrationen, 1. — **Reichenheim:** Positive Strahlen der Gasentladung, 1. — **Sommer:** Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 1. — **Kiebitz:** Physikalische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, mit Lichtbildern, 1. — **Skaupy:** Wissenschaftliche Grundlagen des Tonfilms, 1. — **Trendelenburg:** Strahlungsprobleme in der Akustik, mit experimentellen Vorführungen, 1. — **Wehnelt:** Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7, Ergänzungen, nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentell physikalische Arbeiten (mit Schumann), tägl. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Kallmann:** Arbeiten aus dem Gebiete der Physikalischen Chemie und Physik, tägl. *g*. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie: Wissenschaftliche, Farben- und Röntgen-

photographie, Kinematographie einschließlich Tonfilm, Reproduktionstechnik, 14tägig, 1½. — **Scheffer:** Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung *g*. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 2. — **v. Ficker:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2; Anleitung zu meteorologisch-klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), 12 *g*. — **Knoch:** Klimaschwankungen, 1; Klimatologie Deutschlands mit besonderer Berücksichtigung der Landwirtschaft, 1. — **Bartels:** Einführung in die theoretische Geophysik, 1. — **Robitzsch:** Physioklimatologie, Einführung in die Behandlung klimatologischer Probleme, 1. — **Kähler:** Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1; Übungen aus dem Gebiete der atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Less:** Grundlagen für langfristige Wettervorhersagen, 1. — **Kolhörster:** Polarlicht und Zodiakallicht, 1; Praktische Übungen über Höhenstrahlung, 4; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Hergesell:** Aerologische und meteorologische Arbeiten nebst Kolloquium, 1 *g*. —

Technische Hochschule Berlin. Hertz: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Kolloquium über neuere Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 2 *g*; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Cranz, Becker, Engl, Kock, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, Schulz, Volmer und Weidert), für Fortgeschrittene, 1½ *g*. — **Becker:** Seminar über ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2 *g*; Elektrodynamik, 3, Übungen, 2. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 20. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1½; Übungen zur technischen Physik, 4. — **Schmid:** Röntgenstrahlen im Dienste der Legierungsforschung, 1. — **Wigner:** Atombau und Quantentheorie I und II, 2, Übungen, 1. — **Kassner:** Verteilung der Niederschläge auf der Erde nach Ursache, Menge und Häufigkeit, 1; Einführung in die Klimakunde, 1. — **Korn:** Funktionentheorie für Elektrotechniker, 4; Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität, 1. — **Wallot:** Magnetische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen, 1. — **Hergesell:** Meteorologische Übungen und Arbeiten, 1. — **Luyken:** Erdmagnetismus, 1. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Erdbeben und Schwerkraft unter Berücksichtigung der Anwendungen, Gezeiten, 2; Geophysikalisches Seminar, 14tägig, 2. — **Reich:** Geophysikalische Übungen im Gelände (mit Jung), nach Vereinbarung. — **Engl:** Verstärkungseinrichtungen, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme, mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I, 2. — **N. N.:** Photometrie, 2. — **Weidert:** Geometrische Optik, 2, Übungen, nach Vereinbarung *g*; Seminar für Optisches Rechnen, 2; Optische Instrumentenkunde, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 4; Geometrische Optik für Geodäten, 2. — **Schulz:** Polarimetrie und Refraktometrie, 1. — **Seegert:** Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1. —

Universität Bern. Greinacher: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung *g*. — **Gruner:** Mechanik, 4; Quantentheorie, 3; Vektoranalysis und Potentialtheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung. — **Koestler:** Theorie der elektrischen Wechselströme, 1; Höhere Mathematik für Naturwissenschaftler, 2; Anwendung der Mathematik und Biologie: Korrelation und Erblichkeit, 2. —

Universität Bonn. Konen: Experimentelle Elektrizitätslehre, 3; Experimentelle Optik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy), 2 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Pflüger, Grebe und Szivessy), 2 *g*. — **Pflüger:** Theoretische Optik, 4. — **Grebe:** Physik des Atoms und der Röntgenstrahlen, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Technische Physik: Einführung in die Grundlagen der technischen Physik, mit besonderer Berücksichtigung der Schwingungslehre, 4; Erläuterungen zu den physikalischen Übungen für Anfänger, 1. — **Wever:** Physikalisch-technische Ausflüge, *g*. —

Technische Hochschule Braunschweig. Diesselhorst: Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum I und II (mit Rusch); Physikalisches Kolloquium (mit Rusch), 14tägig, 2 *g*. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen (mit Versuchen), 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Schallwellen und Schallaufnahme, 1; Akustische Meßmethode, mit Übungen, für Fortgeschrittene, 1 *g*; Technisch-physikalische Arbeiten im Laboratorium, nach Vereinbarung *g*. — **Rotzoll:** Flugmeteorologie, Übungen, 2. — **Rusch:** Spektroskopie und ihre Anwendungen in der Physik und Chemie, 2, Übungen, 1. —

Universität Breslau. Schaefer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben, Bergmann und Kohn), tägl.; Prinzipe der Dynamik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing, Waetzmann), 2. — **Steubing:** Apparate und Methoden der Spektroskopie, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht: Mechanik, Akustik, Wärme (mit Gross), 2; Photographische Übungen I, 3; Einführung in die Photographie, 1. — **Reiche:** Theoretische Optik, 5, Übungen, 1; Kinetische Gastheorie und statistische Mechanik, 4. — **Jüttner:** Spezielle Relativitätstheorie, 2. — **Senftleben:** Mechanik der Kontinua: Elastizität, Hydrodynamik,

; Seminar über Tagesfragen aus dem Gebiet der Atomphysik (mit Kohn), 2 g. — **Bergmann:** Elektronenröhren, Theorie und praktische Anwendung, mit Demonstrationen, 2. — **Gross:** Schulphysik I; Ausgewählte Kapitel aus Mechanik, Akustik, Wärme, 1; Methodik des Physikunterrichtes, 1. — **Kohn:** Atome, Moleküle und ihre Spektren, 2. —

Technische Hochschule Breslau. Waetzmann: Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2. —

Technische Hochschule Brünn. Lohr: Allgemeine und technische Physik: Geometrische Optik, Wärmelehre, Akustik, $3\frac{1}{2}$; Physikalisches Praktikum, 3; Geometrische Optik, 3; Grundgedanken und ausgewählte Kapitel der Kontinuitätstheorie, $1\frac{1}{2}$. —

Bergakademie Clausthal. Valentiner: Experimentalphysik II: Wärme und Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Praktikum im Röntgenlaboratorium für Metallforschung (mit Becker), 2; Physik im Bergbau, 1; Kolloquium (mit König), 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rössiger und Becker), ganztägig. — **Rössiger:** Geophysikalische Geländeübungen, 3. —

Technische Hochschule Danzig. Bartels: Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4, Übungen, 2 g. — **Buchwald:** Experimentalphysik II, 4, Ergänzungen mit Demonstrationen, 1; Kleines physikalisches Praktikum (mit Wolf), $3^{3}/_{4}$; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Bartels), tägl., II, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bartels), 1 g. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Röntgenstrahlen und verwandte Erscheinungen, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Koschmieder:** Dynamische Meteorologie, 2, Übungen, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2 g. — **Wolf:** Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1; Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. Rau: Experimentalphysik: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Zeissig:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald:** Quantentheorie der Materie und der Strahlung, 2, Seminar, 2. — **Knipping:** Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 g; Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, 3; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 2 g. — **Reutlinger:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik I: Messung der Grundgrößen und Mechanik der festen Körper, 2; Meßmethoden und Meßgeräte der Wärmewirtschaft, 2. — **Herzberg:** Ausgewählte Kapitel aus der Atomphysik, 2. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2; Aerologie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B, für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, hauptsächlich im Dienste der Heimatkunde und Denkmalpflege, 3; Einführung in die Kinematographie, verbunden mit praktischen Übungen, 1; Anwendungsgebiete der Hanauer Analysen-Quarzlampe, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. Dember: Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, Gasentladungen, Kathoden- und Röntgenstrahlen, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Seminar, 14tägig, 1 g. — **Toepler:** Mechanik, speziell Schwingungen, 2, Übungen, 14tägig, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik, 2; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben für Fortgeschrittene, 6; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe), 4wöchentlich, 1 g. — **Luther:** Sensitometrie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4 und 8; Selbständige Arbeiten, 2, 4, ganz- und halbtägig. — **Wiedmann:** Fluoreszenz, Phosphoreszenz und Lichtelektrizität, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3, Übungen, 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Saupe:** Über die biologischen Wirkungen der Röntgen- und Radiumstrahlen, 1. — **Wiarda:** Determinanten und lineare Gleichungen mit Einschluß der Eigenwertprobleme, 3; Theorie der Spektrallinien, 2. — **Alt:** Grundprobleme der Meteorologie, 1. — **Goldberg:** Anwendungen der Photographie in Wissenschaft und Technik, mit Übungen, 1 g. — **Klughardt:** Die Fernrohre und Mikroskope, 2. — **Kneschke:** Einführung in die Relativitätstheorie, 2. — **Trefftz:** Minimalprinzipe der mathematischen Physik, 2; Seminar über ausgewählte Kapitel der Festigkeitslehre (mit Beyer), 2; Repetitorium der Mechanik und Festigkeitslehre, 3. —

Universität Erlangen. Gudden: Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 5, III, 2; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 g; Übungen, 4, für Fortgeschrittene, 20; Übungen zu physikalischen Vorführungen, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Elektrizität, 4; Elektrotechnische Übungen (mit Kohl), 3; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1 g; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2 g; Einführung in die Tiefenbehandlung mit Röntgenstrahlen (mit Wintz), 1 g. — **Kohl:** Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Elektrische Übungen für Fortgeschrittene, 20. —

Universität Frankfurt a. M. Wachsmuth: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Ionisierung der Gase II, einschließlich Radioaktivität, 1; Repetitorium der Experimentalphysik II, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung und Meissner), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, zugleich physikalisches Seminar, tägl., für Mediziner, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meissner), tägl. — **Madelung:** Mechanik der Kontinua, 4; Besprechung von Arbeiten aus der Wellenmechanik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Meissner:** Höhere Experimentalphysik I, 3, Ergänzungen, 1; Die Energiequellen der Sternstrahlung, 1; Astronomisches Praktikum, 3; Astrophysikalisches Praktikum, 3. — **Lanczos:** Besprechung spez. Probleme der theoretischen Physik, 2. — **Mauz:** Physik des Hochvakuums, 1; Fluglehre, 1. — **Rajewsky:** Seminar über biophysikalische Strahlenforschung, 1; Dosimetrie der Röntgenstrahlen, 2. — **Seddig:** Optische Meß- und Prüfverfahren für Chemiker und Techniker, 14tägig, 2; Die Photographie und ihre Anwendungen I, 14tägig, 2; Photographisches Kolloquium, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 4 oder 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl. — **Déguisne:** Der elektrische Wechselstrom, 3, Ergänzung, 2; Wechselstrom-Maschine 1; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Dessauer:** Einführung in die medizinische Physik II: Magnetismus und Elektrizitätslehre, 1½; Kolloquium für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme (mit Rajewsky), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Linke:** Atmosphärische Elektrizität, 2; Spezielle Klimatologie, 1; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Mügge:** Allgemeine Meteorologie, 3; Meteorologisch-geophysikalisches Praktikum für Anfänger (mit Stüve), 2. — **Stüve:** Theoretische Meteorologie: Thermodynamik, 3. — **Baur:** Anwendungen der Vektorrechnung in der Physik und Geophysik, 2. —

Bergakademie Freiberg. Aeckerlein: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 2, Übungen, 2; Experimentalphysik des Atoms 1. — **Brion:** Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Kolloquium, 2. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1. — **Zdralek:** Hochfrequenztechnik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Mie: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Quantenmechanik, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Fortgeschrittene I (mit Kast), 6, II: Technische Physik, 6; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 *g*. — **Kast:** Experimentalphysik III: Optik aller Wellenlängen, 3; Kompendium der Experimentalphysik, zugleich Einführung in das physikalische Praktikum, 2. — **Bühl:** Technische Physik I: Elektrizität, 3. — **Cohn:** Partielle Differentialgleichungen der theoretischen Physik, 3. — **Koenigsberger:** Elementare Einführung in die theoretische Physik, mit Übungen, 4; Optische Instrumente, 1; Erdmagnetismus, mit Feldmessung, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Hammer:** Lehre von der Elektrizität in Gasen mit besonderer Berücksichtigung der praktischen Anwendungen ihrer Ergebnisse, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden, 1. — **Ansel:** Vermessungskunde II, 6, Plan- und Geländezeichnen, 2, Übungen, ganztägig; Grundzüge der Meteorologie und der Wetterkunde, 2; Seismische und gravimetrische Aufschlußverfahren, 2. —

Universität Freiburg (Schweiz). Joye: Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2, Repetitorium, 1; Praktische physikalische Übungen für Mediziner, 3; Physikalisches Laboratorium, 12, für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Brasey:** Elektrische Messungen, 2. —

Universität Gießen. Bothe: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 1. — **Cermak:** Übungen und Demonstrationsversuche und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben, nach Vereinbarung *g*; Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Röntgenstrahlen, 1. — **Jaffé:** Maxwellsche Theorie, 4; Neuere Arbeiten über theoretische Physik, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für theoretische Physik, tägl. — **Uller:** Vektoranalysis, 2; Einführung in die Theorie der freien und geführten Wellen, 2. — **Lihotzky:** Grundlagen der Berechnung optischer Systeme, 1. — **Georgii:** Allgemeine Meteorologie, 2. — **N. N.:** Synoptische Meteorologie: Das Wetter, nach Vereinbarung. —

Universität Göttingen. Franck: Einführung in die Atomphysik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 *g*; Physikalisches Praktikum, für Mediziner, Chemiker und Naturwissenschaftler, 4, für Physiker und Mathematiker, 7; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Englischer Kurs (mit Born), nach Vereinbarung *g*. — **Born:** Kinetische Theorie der Materie, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert), 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hertz:** Mechanik, 4, Übungen, 2; Allgemeine Prinzipien der naturwissenschaftlichen Erkenntnis, 2. — **Heitler:** Relativitätstheorie, 3. — **Nordheim:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1. — **Sponer:** Radioaktivität und Kernphysik, 2. — **Cario:** Röntgenspektroskopie, 1; Physikalisches Proseminar, mit Demonstrationsübungen (mit v. Hippel), 2. — **v. Hippel:** Magneto- und Elektro-Optik, 1. — **N. N.:** Atomspektren, 1. — **Reich:** Angewandte Elektrizität, ausgewählte Kapitel mit Experimenten, 2; Elektrophysikalische Meßmethoden, 1 *g*; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl. — **Prandtl:** Einführung in die Thermodynamik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik, einschließlich Hydro- und Aerodynamik, tägl.; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Schuler und Prager), 2 *g*. — **Betz:** Rechenmethoden der Hydrodynamik, mit Vorführungen und Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Schuler:** Mechanische Schwin-

gungslehre, 2, Praktikum, 2. — **Prager:** Graphische Statik mit Übungen, 4; Plastizitätstheorie, 1. — **Angenheister:** Geophysik: Erdfigur, Schwere, Erdmagnetismus, 1, Mathematische Ergänzungen und Anwendungen, 1; Meteorologie: Dynamik der Atmosphäre, Wetter und Wettervorhersage, 1 *g*; Geophysikalisches Seminar, 1 *g*; Geodätisch-geophysikalisches u. Meteorologisches Praktikum, 3 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. —

Universität Graz. **Benndorf:** Experimentalphysik: Optik, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radaković und Hess), 2. — **Hess:** Experimentalphysik II, 5, Repetitorium, 2. — **Rumpf:** Röntgen- und Elektronenstrahlen, 2. — **Rosenberg:** Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2. — **Radaković:** Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Brell:** Der mathematische Apparat der modernen Quantenmechanik, 3. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch:** Physik III: Elektrizität, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Physikalisches Weltbild, 1 *g*; Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Proseminar, 2; Physikalisches Praktikum, für Naturwissenschaftler, für Anfänger und Fortgeschrittene, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2, für Mediziner, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Smekal:** Optik, 4; Lichtelektrizität, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, ganz- oder halbtägig. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Goos, Gordon, Minkowski und Tams), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz:** Wellentheorie der Materie, 1; Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern), 2. — **Unsöld:** Sternatmosphären, 1. — **Gordon:** Theorie der Spektren, 1. — **Minkowski:** Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, 2. — **Estermann:** Hochvakuumtechnik, 2; Physikalisches Proseminar (mit Minkowski und Unsöld), 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller:** Drahtlose Telegraphie, mit Übungen und Demonstrationen, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Maschinenlehre I: Wärmekraftmaschinen, 1. — **Tams:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Schott, Wigand, Schulz und Kuhlbrodt), 14tägig, 1½; Die geophysikalischen Grundlagen der Entwicklung des Erdantlitzes, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Wigand:** Allgemeine Meteorologie, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vorträgsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Allgemeine Klimatologie, 2. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium, für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 3, Übungen, 2; Sondergebiete der Physik, 1; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2; Grundzüge der höheren Mathematik für Chemiker I und II, 2. — **Seilkopf:** Meteorologie des Luftverkehrs: Allgemeine Flugmeteorologie, Flugmeteorologie der Ozeane und Festländer, 2. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6, halb- und ganztägig. — **Hase:** Praktikum für Wärmemeßtechnik, 3; Ausgewählte Kapitel der Wärmetechnik, 1; Anleitung zu selbständigen wärmemeßtechnischen Arbeiten, mit Seminar. —

Universität Heidelberg. **Lenard:** Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Bekker und Schmidt), 6; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend. — **Becker:** Wärmetheorie, 4; Elektrizitätsleitung, 2; Physikalisches Seminar und theoretisch-physikalische Übungen, 1½. — **Schmidt:** Radiologie: Korpuskularstrahlung, 2. — **Haußer:** Wissenschaftliche Arbeiten im Institut für medizinische Forschung, tägl.; Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn und Meyerhof), 14tägig, 1. — **Peppler:** Aeronautische Meteorologie, 1; Meteorologische Übungen, 2. —

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim. **Back:** Experimentalphysik, einschließlich Meteorologie und Klimatologie II, 4; Physikalische Übungen, 2; Radiopraktikum, 2 *g*; Physikalische und meteorologische Arbeiten für Vorgeschrittene, nach Vereinbarung *g*. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*. — **March:** Mechanik II, 5; Seminarübungen, 2 *g*. — **Sonvico:** Übungen aus Gleich- und Wechselstromtechnik, 2 *g*. — **Oberguggenberger:** Astrophysik II: Physik der Sonne, 4; Reduktion photographischer Himmelsaufnahmen, 1; Übungen im numerischen Rechnen, 1 *g*. — **Wagner:** Meteorologische Optik und Sonnenstrahlung, 3; Meteorologische Grundlagen für den Luftverkehr, 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10 *g*. —

Universität Jena. **Wien:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hanle), für Mathematiker und Physiker, 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 4, für Mediziner und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 *g*. — **Auerbach:** Einführung in die theoretische Physik: Begriffe, Prinzipe, Methoden, 3. — **Joos:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Mechanik der Kontinua: Elastizitätslehre und Hydrodynamik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar: a) Übungen zur Elektrizität, 1, b) Vor-

trags-Seminar für höhere Semester, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Proseminar, 1 *g*. — **Hanle:** Experimentalphysik: Elektrizität und Wärme, für Fortgeschrittene, 2; Magneto- und Elektrooptik, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Esau:** Wechselstromtechnik, 3; Drahtlose Bildübertragung und Fernsehen, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Müller:** Hochspannungstechnik I, 2. — **Sieberg:** Ergebnisse und Methoden der Geophysik in ihrer Bedeutung für Geologie und Geographie II, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, *g*; Erdbebenkundliches Kolloquium, 14tägig, nach Vereinbarung *g*; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Meißer:** Irdische Schwere und Erdgestalt, 1; Geophysikalisches Praktikum (mit Hecker): a) Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden, 2 *g*, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Hecker), tägl. *g*. — **Jentzsch:** Einführung in die wissenschaftliche Mikroskopie, mit Übungen, 2; Physiologische Optik, 2; Optik und Thermodynamik, 1; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Köhler:** Mikrophotographie, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. Gaede: Experimentalphysik B, 3; Physik II B, 2; Physikalisches Laboratorium für Vorgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung; Physikalisches Laboratorium für Bauingenieure, 14tägig, 2. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2, Elemente der Physik der Atmosphäre, 1; Mikro- und Pflanzenklima, 1; Meteorologische Übungen I und II, 2. — **Riede:** Technische Optik, A: Geometrische Optik, 2. — **Scheel:** Die Schaltungstechnik der Elektronenröhre, 2. — **Weigel:** Grundzüge der Lichttechnik, 2, Übungen, 1; Grundzüge der physiologischen Optik II, 2. — **Braunbek:** Theoretische Physik A, 2. —

Universität Kiel. N. N.: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), 1½ *g*. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2. — **Kossel:** Molekularphysik und Quantentheorie, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Martienssen:** Theorie des Kreisels und seine technischen Anwendungen, 2. — **Schmidt:** Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. Rinkel: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7; Großes physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 28; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 3. — **Försterling:** Elektrodynamik, 4; Übungen, 2; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Malsch), 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Rukop), 2. — **Rukop:** Gasentladungen, Hochvakuumtechnik, Glühkathodenröhren, 4, Seminar, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Malsch:** Ausgewählte Kapitel aus der Wärmelehre, mit Experimenten, 1. — **Lassen:** Die elektrischen Eigenschaften der festen und flüssigen Körper, 1. —

Universität Königsberg. Kaufmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum, für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker, Biologen und Mediziner (mit Gans), 3; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 *g*. — **Gans:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik, für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 2, Übungen, 1, III: Optik, 3. — **Kretschmann:** Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Reichenbächer:** Relativitätstheorie, 2. — **Errulat:** Optik der Atmosphäre, 1; Schwerkraft und Isostasie, 2; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung *g*. —

Universität Leipzig. Debye: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), 9; Selbständige Physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Seminar über die Arbeiten im Institut, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), 1½ *g*. — **Heisenberg:** Theoretische Physik III: Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 *g*; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 *g*; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund und Schmidt), tägl. — **Hund:** Theorie der Strahlung, 3, Übungen, 1 *g*. — **Marx:** Elektrizitäts-Durchgang durch Gase, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Einführung in die technische Mechanik, 2; Besprechung neuerer Arbeiten der Hydrodynamik und von Fragen des Wärmeüberganges, 14tägig, 1½ *g*. — **Karolus:** Elektrotechnik II: Wechselstrom, 2, Übungen, 3. — **Möbius:** Kathoden- und Kanalstrahlen, 1. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Schmidt:** Hydrodynamik, 2. — **Weickmann:** Theorie der Wellen in elastischen Medien, mit Anwendung auf seismische hydrographische und meteorologische Fragen, 2; Die Erforschung der oberen Luftschichten, 2 *g*; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tomaschek), 6; für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), ganztägig, für Mediziner (mit Tomaschek), 3. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Elektrizität, Quantentheorie, 2; Theorie der Wärme, 5; Theoretisch-Physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Tomaschek:** Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Phosphoreszenz und Fluoreszenz, 1. — **Berek:** Quantitative Mikroskopie, 1; Einzelthemen der Optik, 1. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Anfänger-Praktikum, 4. Ergänzungskurs, 4; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), 2 *g*; Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Sommerfeld:** Optik, 4, Übungen, 2 *g*; Seminar (mit Kirchner und Bechert), 2 *g*. — **Schmauß:** Meteorologie II, 4, Meteorologisches Seminar, 1 *g*; Bioklimatische Fragen, 1. — **Graetz:** Einleitung in die theoretische Physik II, 4, Übungen, 1. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik IV: Atomismus und Elektronik, 1½; Ausgewählte Fragen aus der Optik, 1. — **Kirchner:** Vektorrechnung, als Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, ¾; Schwankungserscheinungen in der Physik, 1. — **Schütz:** Temperaturstrahlung, 1. —

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **v. Angerer:** Experimentelle Methoden der Physik, 1. — **Fischer:** Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre aus dem Gesamtgebiet der Physik, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Emden:** Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, Übungen, 2. — **Kulenkampff:** Die magnetischen Eigenschaften der Materie, 1. — **Kühl:** Das Fernrohr (Konstruktion und Theorie), 2. — **Dieckmann:** Hochfrequenzmeßtechnik, 2, Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, halb- oder ganztägig. — **Huber:** Meteorologie und Landwirtschaft, 1; Probleme der Meteorologie: Langfristprognosen, Wetterbeeinflussung, höchste Luftschichten usw., 1. — **Knoblauch:** Kinetische Gastheorie, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Reiher:** Technisch-physikalische Meßmethoden, 1; Beleuchtungstechnik, 1. — **Nusselt:** Mechanische Wärmetheorie: Die beiden Hauptsätze, die Lehre von den Gasen und Dämpfen, 3, Übungen, 2, Oberstufe, 2. —

Universität Münster. **Schmidt:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Halbpraktikum, 5; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägl. 2 *g*. — **Kratzer:** Optik, 4, Übungen, 2; Relativitätstheorie, 3; Vektorrechnung, 2; Seminar über Atombau, 2; Seminar über Wahrscheinlichkeit und Kausalität (mit Scholz), 2 *g*. — **Siemens:** Elektrotechnik II: Ausgewählte Kapitel aus der Fernmeldetechnik, 2 *g*. — **Durau:** Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik, 1. —

Universität Prag. **Rausch-Traubenberg:** Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum, 3 bzw. 6 *g*, für Mediziner, 3 *g*; Physikalisches Seminar, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 10 *g*. — **Frank:** Mechanik der elastischen Körper und Flüssigkeiten, 3; Relativitätstheorie (Fortsetzung), 2; Das physikalische Weltbild und seine Entwicklung, 2; Theorie des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichtes (mit Otto), Seminar, 1½. — **Fürth:** Einführung in die theoretische Physik IV, 5, Übungen, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2, Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene (theoretisch und experimentell), ganztägig *g*; Kolloquium über Maxwell's Arbeiten (mit Funk) (Zum 100. Todestag von J. C. Maxwell), 1 *g*. — **Blüh:** Optische Instrumente, 2; Photographisches Praktikum, 14tägig, 3 *g*. — **Pollak:** Meteorologische Instrumentenkunde, 2; Einführung in die aerologischen Arbeitsmethoden, 2; Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung (Fortsetzung), 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene, 10 *g*. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Atomphysik, 2. — **Körner:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Spitaler:** Meteorologie und Klimatologie, 3, Meteorologisches Praktikum, 1. —

Universität Rostock. **Füchtbauer.** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8 und 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar: Kolloquium (mit Jordan, Kunze und Weizel), 1½. — **Jordan:** Atomtheorie, 4; Beispiele zur Wellenmechanik II, 2. — **Falckenberg:** Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Aerologisches Praktikum, 2; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 3. — **Kunze:** Transformatoren und Wechselstrommaschinen, 1; Neue physikalische Forschungsergebnisse, 1. — **Weizel:** Relativitätstheorie, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener:** Physik II: Wärme, 2, IV: Elektrische Wellen und Optik, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (Besprechung neuerer Arbeiten) (mit Ewald), 1½. — **Braunbek:** Physikalische Messungen, 2; Lichttechnik, 1. — **Ewald:** Theoretische Physik IV: Optik, 4, Übungen, 2; Strukturbestimmung mit Röntgenstrahlen, 1, Übungen, 1; Seminar über Atomphysik, 1½; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, ganztägig; Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 1, Übungen, 3. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Faserstoffe, 1. — **Kleinschmidt:** Meteorologisches Praktikum, 2. —

Universität Tübingen. **Geiger:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, 4; Physikalische Übungen für Anfänger (mit Gerthsen), 4, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, 8; Wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Landé:** Magnetismus und Atomstruktur, 2; Theorie der Elektrizität, 4. —

Gerthsen: Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 2. —

Landwirtschaftliche Abteilung Weihenstephan. Frank: Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 3; Angewandte Physik, mit Übungen, 3; Feldmessen und Nivellieren, 1, Übungen, 1. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik, Optik, Wärmelehre, 5; Wärmelehre, 5; Kinetische Gastheorie, 2; Physikalisches Praktikum I, 8, II, 30 und 4. — **Flamm:** Physik, 5; Theorie der Elektrizität, 3; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Übungen im physikalischen Rechnen I, 1. — **Aigner:** Physik, 3 und 1½; Elektroakustik und Elektrooptik, 2. — **Bauer:** Bohrsche Atomtheorie, 2; Kinetische Gastheorie, 1. —

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 3 oder 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Ott:** Vektorrechnung und Einführung in die theoretische Physik, mit Übungen, 4; Theorie der physikalischen Potentialfunktionen, 2. —

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3½, für Vorgerücktere, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel), 2 *g*. — **Wentzel:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*; Ausgewählte Probleme der Molekular-Statistik, 2. — **Ratnowsky:** Spezielle und allgemeine Relativitätstheorie, 2. — **Bär:** Ionen und Elektronen, 1. —

Technische Hochschule Zürich. Scherrer: Physik II, 4, Repetitorium, 1; Magnetische Eigenschaften der Materie, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6, 8, für Fortgeschrittene, 8, 12, 24; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2. — **Pauli:** Thermodynamik, 3, Übungen 1; Spezielle Anwendungen der Quantentheorie, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 12 und 24. — **Tank:** Experimentalphysik I, 4; Repetitorium. 1, Ausgewählte Kapitel der Hochfrequenztechnik, 1; Optik, 2; Praktikum in Hochfrequenztechnik, 4, 8, 12; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24. — **Sänger:** Dielektrizitätskonstante und chemische Konstitution, 2 *g*. — **Trümpler:** Thermodynamik technischer Gasreaktionen, 1. — **Rüst:** Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Weinstein:** Zweidimensionale Hydrodynamik, 3. — **Ackeret:** Aerodynamik II: Flugtechnische Aerodynamik, 2, Übungen, 2. — **Amberg:** Allgemeine Didaktik des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts auf der Mittelschule, 2. — **Gassmann:** Einführung in die Geophysik, 1. — **Gsell:** Luftfahrtnavigation, 2; Aktuelle technische Probleme der Verkehrsluftfahrt, 1. —

Berichtigung

zum Zusammenfassenden Bericht: G. Gresky, „Über die Verwendung sichtbarer und unsichtbarer, insbesondere ultraroter Strahlen für Nachrichtenübermittlung und Verkehrssicherung". Physik. Zeitschr. **32**, 193—212, 1931.

Leider ist auf S. 196, rechte Spalte in der Formel:

$$r = \sqrt{2\varrho(h_1 + h_2)} = 3{,}55\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}\ \text{km}$$

ein Irrtum unterlaufen. Die Formel muß richtig heißen:

$$r = \sqrt{2\varrho h_1} + \sqrt{2\varrho h_2} = 3{,}55\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})\ \text{km}.$$

Tagesereignisse.

Der II. internationale Kongreß für Licht wird in Kopenhagen vom 15.—18. August 1931 tagen. Adresse des Kongresses: Finseninstitutet, Strandboulevarden, Kopenhagen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität München Dr. H. Fromherz für Physikalische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Werner Steiner für Physik, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. E. Wiberg für anorganische Chemie, an der Universität Marburg Dr. Egon Ulbrich für Mathematik (mit einem Lehrauftrag für elementare Mathematik), an der Universität Göttingen Dr. Adolf Budenando für organische und biologische Chemie, an der Universität München Dr. Eugen Bamann für Chemie, an der Technischen Hochschule Zürich Dr. R. Sänger für Physik.

Ernannt: Dr. E. Gaviola zum ord. Professor der Physikalischen Chemie und Direktor des Physikochemischen Laboratoriums an der Facultad de Ciencias exactas, Fisicas y Naturales der Universität Buenos Aires, der Privatdozent für physikalische, anorganische Chemie und Kolloidchemie an der Universität Leipzig Dr. Martin Kröger und der Privatdozent für Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Rudolf Suhrmann zu a. o. Professoren an den gleichen Hochschulen.

Ehrung: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Poznan Dr. Alfred Denizot wurde zum korrespondierenden Mitglied der Pontificia Accademia delle Science Nuovo Lincei ernannt, die Universität Halle verlieh dem Direktor der Siemens & Halske A.-G., Berlin Dr. Ing. Heinrich von Buol die Würde eines Doktors der Naturwissenschaften ehrenhalber.

Berufen: Der ord. Professor für Experimentalphysik an der Deutschen Universität in Prag Dr. Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg in gleicher Eigenschaft an die Universität Kiel.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Göttingen Geh. Regierungsrat Dr. Otto Wallach, der a. o. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Charlottenburg und Direktor der Osram Gesellschaft Dr. Georg Gehlhoff, das Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Geh. Regierungsrat Professor Dr. Franz Mylins in Berlin, der Assistent an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Rud. Schingnitz.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.